

Technische Universität Kaiserslautern
Fachbereich Mathematik

Welchen Einfluss hat der
Flugzeugtyp auf die
Kondensstreifenentwicklung?
Numerische Untersuchung mit EULAG

Diplomarbeit
von
Norman Görsch

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Physik der Atmosphäre
Oberpfaffenhofen, den 24. April 2013



**Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e.V.**
in der Helmholtz-Gemeinschaft



**TECHNISCHE UNIVERSITÄT
KAISERSLAUTERN**

Die Betreuung dieser Arbeit übernehmen:
Dr. Simon Unterstraßer, seitens der DLR Oberpfaffenhofen und
Professor Dr. Axel Klar, seitens der Technischen Universität Kaiserslautern.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird numerisch untersucht wie die Entwicklung von Kondensstreifen in der Wirbelphase durch die Eigenschaften des erzeugenden Flugzeugs beeinflusst wird. Zu diesem Zweck werden sechs verschiedene Konfigurationen verwendet, die Flugzeuge mit Spannweiten von etwa 22 m bis fast 80 m repräsentieren. Mit dem *EULAG-LCM* Modell werden hauptsächlich Simulationen mit unterschiedlichen relativen Luftfeuchten, aber ansonsten gleichen meteorologischen Bedingungen gerechnet.

Die Ergebnisse zeigen einen deutlichen Einfluss der Flugzeugeigenschaften auf die Wirbeldynamik. Je nach Flugzeugtyp dehnen sich die Kondensstreifen vertikal zwischen 180 m und 380 m weit aus. Während dieses Absinkens der Wirbel erwärmt sich die mitgeführte Luft adiabatisch und verringert dadurch die relative Luftfeuchte. Je nach Umgebungsfeuchte kann so im primären Nachlauf Untersättigung eintreten, was zu Sublimation der mitgeführten Eismasse bis hin zum Eintreten von Eiskristallverlust führen kann. Im Verlauf der Kristallanzahlen lassen sich bei sehr hohen und sehr niedrigen Übersättigungen kaum Unterschiede erkennen. Bei mittleren Übersättigungen jedoch zeigt sowohl die finale Anzahl als auch die Verteilung der Eiskristalle am Ende der Wirbelphase eine große Abhängigkeit vom Flugzeugtyp. Im Gegensatz zu den Kondensstreifen kleinerer Flugzeuge, die kaum Eiskristallverlust aufweisen, verlieren die Kondensstreifen der größeren Flugzeuge nahezu die Hälfte der anfänglichen Eiskristalle. Schließlich wird ein Verfahren entwickelt den relativen Eiskristallverlust über drei charakteristische Längenskalen z_{desc} , z_{MP} und z_{RH_i} zu parametrisieren. Dabei können für zwei der drei Parameter konkrete Formeln gefunden werden, die eine Berechnung aus den gegebenen meteorologischen Bedingungen und den Flugzeugeigenschaften erlaubt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	2
1.2	Kondensstreifenentwicklung	2
1.3	Problemstellung	4
2	Modell und Methode	7
2.1	EULAG	7
2.2	Mikrophysikmodul	8
2.3	Flugzeugtypen	10
2.4	Initialisierung	11
3	Ergebnisse	15
3.1	Präsentation	15
3.2	Interpretation	25
3.2.1	Charakteristische Längen	25
3.2.2	Parametrisierung des Kristallverlusts	30
4	Resümee	33
4.1	Zusammenfassung	33
4.2	Wissenschaftlicher Ausblick	34
A	Anhang	35
A.1	Meteorologische Grundlagen	36
A.1.1	Potentielle Temperatur	36
A.1.2	Schichtung	36
	Literaturverzeichnis	39

1 Einleitung

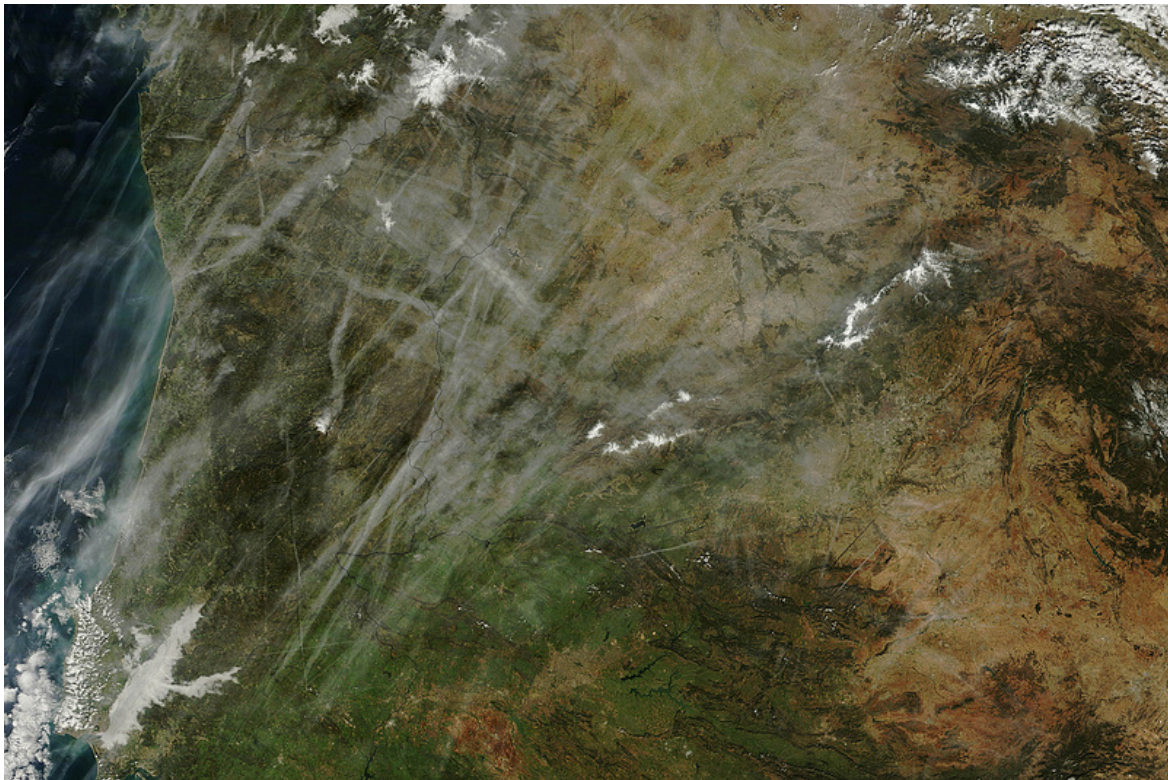


Abbildung 1.1: Kondenssstreifen über Portugal und Spanien am 15. Februar 2013, aufgenommen mit dem *Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS)* an Bord des NASA-Satelliten *Terra*.
Credit: [NASA Earth Observatory](#)

1.1 Motivation

Der Anteil des Flugverkehrs am gesamten anthropogenen Strahlungsantrieb wurde für das Jahr 2000 mit zwei bis acht Prozent veranschlagt (Forster et al., 2007). Dabei trägt der Flugverkehr nicht nur über die Schadstoffwirkung der Abgase zum Klimawandel bei, sondern auch über eine von Kondensstreifen künstlich induzierte Bewölkung. Die Vielfalt dieser sichtbaren Spuren des Luftverkehrs reicht dabei von kurzen, meist zweistrahligem Fahnen direkt hinter dem Flugzeug, bis hin zu breiten, langgezogenen Wolkenbändern, deren Verursacher oft schon längst ausser Sicht sind. Selbst der ein oder andere ausgedehnte, neblig wirkende Schleier hoch am Himmel kann eine von Flugzeugkondensstreifen herrührende Zirruswolke sein.

Diese alltäglichen Erfahrungen zusammen mit Aufnahmen wie in Abbildung 1.1 lassen erahnen wie hoch der Bedeckungsgrad dieser menschengemachten Bewölkung sein kann und weshalb zur Erforschung der anthropogenen Klimawirkung auch der Einfluss von Kondensstreifen auf das Klima gehört. Globale Klimamodelle versuchen bereits die Wirkung dieser künstlich erzeugten Wolken in der oberen Troposphäre in ihre Berechnungen mit einzubeziehen (Burkhardt und Kärcher, 2011). Auch bei der Entwicklung eines Modells zur klimasensitiven Flugroutenoptimierung wird neben der Schadstoffwirkung der Abgase auch die Bewölkung durch den Kondensstreifen beachtet (Irvine et al., 2012). Die Erforschung der Einflüsse auf die Entstehung und Entwicklung des Kondensstreifen ermöglicht es dabei immer genauer dessen Wirkung in solche Modelle mit aufzunehmen (Unterstrasser et al., 2012).

1.2 Kondensstreifenentwicklung

Die zeitliche Entwicklung von abgasinduzierten Kondensstreifen in der oberen Troposphäre wird im Allgemeinen in die drei Bereiche Jet-, Wirbel- und Dispersionsphase unterteilt (CIAP, 1975). In einigen Arbeiten wird zwischen der Wirbel- und der Dispersionsphase noch eine Dissipationsphase anerkannt (Gerz et al., 1998). Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über Dauer, Vorgänge und Abhängigkeiten der drei verschiedenen Phasen.

In der Jetphase, den ersten zehn bis zwanzig Sekunden nach dem Vorbeifliegen des Flugzeugs, vermischen sich die heißen Abgase aus den Triebwerken mit der kalten Umgebungsluft der oberen Troposphäre. Die Abgase enthalten neben mikroskopischen Rußpartikeln aus verbranntem Kohlenstoff ungefähr 1.25 kg als Dampf vorliegendes Wasser pro verbranntem Kilogramm Kerosin. Ist das *Schmidt-Appleman*-Kriterium erfüllt (Appleman, 1953; Schumann, 1996; Schmidt, 1941), entstehen vor allem durch heterogene Nukleation Eiskristalle, die den sichtbaren Kondensstreifen formen. Die

emittierten Rußpartikel bilden dabei die Kondensationskeime, auf denen sich der Wasserdampf verflüssigt und sofort gefriert (Kärcher und Yu, 2009). Schließlich „rollt“ sich in der Jetphase das Wirbelpaar auf (Gerz und Ehret, 1997), wie die Bildung zweier entgegengesetzt rotierender Wirbel aus der anfänglichen Zirkulationsverteilung über den Tragflächen bezeichnet wird. Am Ende der Jetphase ist die Bildung der Wirbel und der Eiskristalle abgeschlossen (Kärcher et al., 1996). Die Abgase sind bis auf Umgebungstemperatur abgekühlt und haben ihren Impuls gegen die Flugrichtung verloren.

Die anschließende Wirbelphase kann zwei bis vier Minuten andauern und zeichnet sich vor allem durch die Wirbeldynamik aus. Zu Beginn befinden sich nahezu alle entstandenen Eiskristalle im fertig aufgerollten Wirbelsystem und bilden den sogenannten *primären Nachlauf*. Aufgrund der entgegengesetzten Rotation drücken sich die Wirbel gegenseitig nach unten und das ganze Wirbelsystem sinkt ab. Dabei werden die meisten Eiskristalle mitgerissen. Die Kristalle, die aus den Wirbeln ausgemischt werden, bilden einen Schleier oder Vorhang, der *sekundärer Nachlauf* genannt wird.

Mit dem Absinken erhöht sich der Luftdruck im Wirbelsystem und die eingeschlossene, mitgeführte Luft beginnt sich adiabatisch zu erwärmen. Das führt zu einem Anstieg des Sättigungsdampfdrucks und dies wiederum zu einer Abnahme der relativen Luftfeuchte. Tritt dadurch Untersättigung ein, so beginnt das auf den Kristallen gebundene Eis zu sublimieren, bis diese gegebenenfalls vollständig verdampfen (Unterstrasser et al., 2008). Im Lauf der Wirbelphase verstärken sich kleine turbulente Störungen entlang der Wirbel und führen schließlich zu Oszillationen der Wirbelachsen (Crow, 1970). Der Abstand der Wirbel zueinander schwingt dabei entlang der Flugrichtung mit einer Wellenlänge von circa dem sechsfachen der Flügelspannweite. Diese *Crow-Instabilität* genannten Schwingungen der Wirbelachsen können schließlich sogar zu der Bildung von Ringen führen, wenn sie sich soweit verstärkt haben, dass sich die Wirbel an den Schmalstellen berühren und verknüpfen (Misaka et al., 2012).

Das Ende der Wirbelphase ist in etwa erreicht, wenn das Absinken der Wirbel endet und deren Zirkulation das Niveau der Hintergrundturbulenz annimmt. Die zurückgelegte Distanz und die Dauer bis zum Auflösen des Wirbelpaares hängt stark von den umgebenden meteorologischen Bedingungen und den Eigenschaften des erzeugenden Flugzeugs ab. Die in der Wirbelphase wichtigen meteorologischen Größen sind dabei die Schichtungsstabilität (siehe Appendix A.1.2) und die Turbulenz für die Wirbeldynamik (Hennemann und Holzäpfel, 2011) sowie die Temperatur und die relative Feuchte für die Physik der Eiskristalle (Unterstrasser und Sölch, 2010).

In der Dispersionsphase schließlich gehen die Kondensstreifen in Zirren über. Durch Windscherung und Turbulenz werden die Eiskristalle verteilt und ausgedünnt, sodass sich der Kondensstreifen verbreitert. Liegt im durchflogenen Gebiet Übersättigung vor, so können die Kristalle im Lauf der Dispersionsphase anwachsen und als Zirrus über

Phase	Dauer	Vorgänge	hängt ab von:
Jet-phase	10 – 20 s	Bildung von Eiskristallen, Aufrollen der Wirbel	Flugzeugeigenschaften
Wirbel-phase	2 – 4 min	Absinken und Auflösen des Wirbelsystems, (vertikale) Verteilung der Eiskristalle, möglicher Eiskristallverlust	Meteorologie, Flugzeugeigenschaften
Dispersions-phase	Minuten bis Stunden	Ausdünnung und Verbreiterung des Kondensstreifens, Übergang in Zirrus	Meteorologie

Tabelle 1.1: Überblick über die drei Phasen der Kondensstreifenentwicklung.

Stunden hinweg sichtbar bleiben (Minnis et al., 1998). Die Dispersionsphase endet mit der vollständigen Auflösung des Kondensstreifens. Da in dieser Arbeit ausschließlich die Wirbelphase behandelt wird, soll hier auch weiter auf diese Thematik eingegangen werden.

1.3 Problemstellung

Im Zuge der *CONCERT*-Messkampagne (Contrails and Cirrus Experiment) im November 2008 wurden an den Kondensstreifen drei verschiedener Flugzeuge in-situ-Messungen durchgeführt. Dabei hat sich die Schwierigkeit gezeigt, die Einflüsse auf die Kondensstreifenentwicklung durch meteorologische Bedingungen von denen der Flugzeugeigenschaften zu trennen (Jeßberger et al., 2013). In einem komplementären Ansatz soll diesbezüglich nun eine theoretische Grundlage durch Modellrechnungen geschaffen werden. Zu diesem Zweck wird erstmals systematisch der Flugzeugeinfluss auf die junge Kondensstreifenentwicklung im Modell untersucht.

Kondensstreifen wirken hauptsächlich dann auf das Klima ein, wenn sie langlebig sind und in Zirruswolken übergehen. Dispersionsphasenrechnungen von Unterstrasser (2013) konnten zeigen inwiefern dieser Übergang und die Extinktion durch den Kondensstreifen von der Eiskristallanzahl und -verteilung am Ende der Wirbelphase abhängt (siehe Abbildung 1.2). Die Extinktion, die ein Maß für die Abschwächung von Strahlung darstellt, ist dabei eines der Kriterien um die Klimawirkung von Bewölkung zu bemessen. Zur Initialisierung der verschiedenen Kondensstreifen in der Dispersionsphase wurden Ergebnisse von Wirbelphasensimulationen eines bestimmten Flugzeugtyps mit unterschiedlicher Meteorologie verwendet. Um den Flugzeugeinfluss auf den Kondensstreifenzirrus untersuchen zu können, müssen also zunächst Wirbelphasensimulationen verschiedener Flugzeuge durchgeführt und untersucht werden.

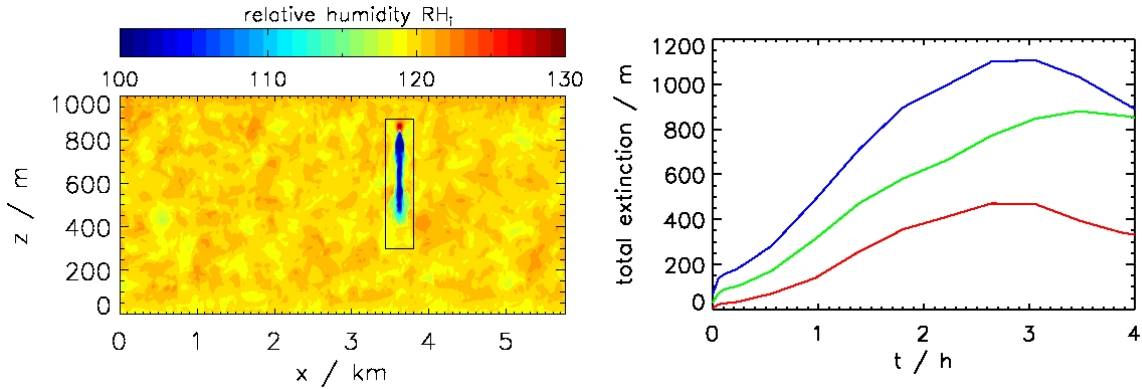


Abbildung 1.2: Links: Ausgangskonfiguration für Dispersionsphasenrechnungen mit schwarz umrandeter initialer Eiskristallverteilung. Dargestellt ist die relative Luftfeuchte.

Rechts: Zeitlicher Verlauf der totalen Extinktion dreier Dispersionsphasenrechnungen bei gleichen Bedingungen jedoch unterschiedlichen initialen Eiskristallverteilungen. Das Hintergrundprofil der Umgebungsfeuchte variiert um circa $RH_i^* = 120\%$. Die Temperatur beträgt $T = 217\text{ K}$ und die Windscherung $s = 0.002\text{ s}^{-1}$.

Quelle: Unterstrasser (2013)

Die Fragestellung im Titel dieser Arbeit beschränkt sich zunächst also auf den Flugzeugeinfluss auf junge Kondensstreifen in der Wirbelphase. In erster Linie gilt es dabei herauszufinden, wie stark der Flugzeugtyp im Vergleich zur Meteorologie die Kondensstreifenentwicklung beeinflusst. Bei genaueren Betrachtungen kann dann untersucht werden, ob die Kondensstreifen verschiedener Flugzeuge unterschiedlich stark von den meteorologischen Hintergrundbedingungen abhängen oder das gleiche Verhalten in meteorologischen Sensitivitätsstudien zeigen.

Zuletzt stellt sich die Frage, ob die wichtigen Größen der Kondensstreifenentwicklung in der Wirbelphase durch die gegebenen Flugzeugeigenschaften und meteorologischen Bedingungen parametrisiert werden können.

2 Modell und Methode

In diesem Kapitel wird das verwendete Modell **EULAG-LCM** vorgestellt, das aus dem nicht-hydrostatischen und anelastischen Grobstrukturmodell EULAG (Prusa et al., 2008; Smolarkiewicz und Margolin, 1997) zur Berechnung der dynamischen Strömungen und einem daran gekoppelten Mikrophysikmodul LCM für die Simulation von Eiskristallen besteht (Sölch und Kärcher, 2010). Weiterhin werden die modellierten Flugzeugtypen vorgestellt und der Aufbau einer typischen Simulation erläutert.

2.1 EULAG

Der Name EULAG rührt von der Möglichkeit her die Berechnungen sowohl in eulerscher Betrachtung (auf festem, von Luft durchströmten Gitter), als auch in semi-lagrangescher Form (Verfolgung des Luftpakets entlang seiner Bahn durch den Raum) durchzuführen. In einem Grobstrukturmodell wie EULAG werden turbulente Strömungen in einen auflösbaren und einen nichtauflösbaren Teil zerlegt. Der numerisch berechenbare, als Grobstruktur (*grid scale*) bezeichnete Bereich enthält die relativ großen, energiereichen Wirbel (*large eddys*), weshalb solche Modelle auch Large-Eddy-Simulationsmodelle (*LES*) genannt werden. Der nichtauflösbare Teil der sogenannten Feinstruktur (*subgrid scale*) enthält dagegen kleine, energiearme Wirbel, die durch ein Turbulenzmodell parametrisiert werden müssen. Ein solches Turbulenzmodell, auch Subskalenmodell genannt, modelliert den Einfluss der kleinen Feinstrukturwirbel auf die Strömungen der Grobstruktur sowie den Energietransfer und den turbulenten Zerfall der großen Wirbel in die Größenskalen der Feinstruktur.

Für die Simulationen dieser Arbeit wurde EULAG in seiner eulerschen Version verwendet. Die Bewegungsgleichung, die thermodynamische und die Kontinuitätsgleichung unter Berücksichtigung feuchtadiabatischer Prozesse lauten hierfür:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla \frac{p'}{\rho_0} + \vec{g} \frac{\theta'}{\theta_0} - f \times \vec{u} + D_{\vec{u}} \quad (2.1)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -u \times \nabla \theta_e + F_{MP} + D_{\theta} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}) = 0 \quad (2.3)$$

In diesen Gleichungen ist \vec{u} der Windvektor, p der Druck, θ die potentielle Temperatur (siehe A.1.1), \vec{g} die Erdbeschleunigung, ρ die Dichte und f der Coriolisparameter. Die gestrichenen Größen geben Abweichungen von einem Umgebungszustand mit dem Index e an, z.B.: $\theta' = \theta - \theta_e$. Solche Umgebungszustände dienen lediglich der numerischen Effizienzsteigerung und müssen die Kontinuitätsgleichung nicht zwingend erfüllen. Die Quellterme F_{MP} und F_S in der thermodynamischen Gleichung repräsentieren die latente Wärmefreisetzung durch Deposition und Sublimation. Die Größen ρ_0 und θ_0 geben ein anelastisches, die Kontinuitätsgleichung erfüllendes Hintergrundprofil für die Dichte und potentielle Temperatur vor. Die viskosen Kräfte $D_{\vec{u}}$ und D_{θ} werden mit einer prognostischen Gleichung für die turbulent-kinetische Energie bestimmt (TKE-Schließung).

Für die advektiven Terme der Gleichungen wird der massenerhaltende, positiv definite Advektionsalgorithmus zweiter Ordnung MPDATA (Smolarkiewicz und Margolin, 1998) verwendet. Für ausführlichere Erklärungen, genauere Informationen sowie weitere Referenzen sei an dieser Stelle auf die EULAG-Webseite <http://www.mmm.ucar.edu/eulag/> hingewiesen.

2.2 Mikrophysikmodul

Um die Entwicklung von Zirruswolken durch genaue Aerosol- und Eispartikelmikrophysik modellieren zu können, wurde am DLR das Lagrangian Cirrus Module (LCM) entworfen. Das Modul behandelt die für diese Arbeit wichtige Deposition und Sublimation der Eiskristalle sowie den Transport und die Rückkopplung mit dem Wasserdampffeld und der Luftströmung über diabatische Einflüsse. Prozesse wie Aggregation und Strahlungseinwirkungen können ebenfalls mit dem Modul berechnet werden, spielen aufgrund der kurzen Simulationsdauer für diese Arbeit aber keine Rolle. Die komplette Liste der vom LCM behandelten mikrophysikalischen Prozesse kann in Sölch und Kärcher (2010) nachgelesen werden.

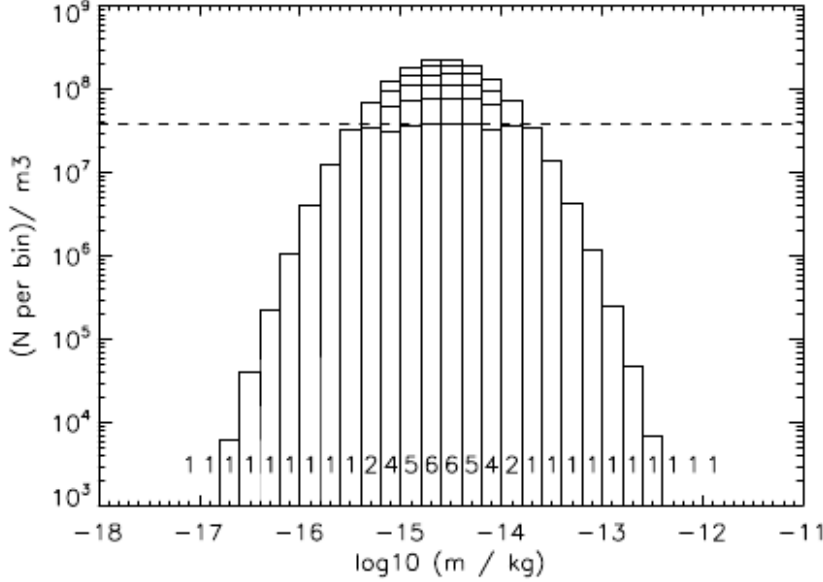


Abbildung 2.1: Initialisierung von Eiskristallen mit $N_p = 53$ SIPs. Die Eismasse ist in exponentiell größer werdende “bins” aufgeteilt. Sobald die Eiskristallanzahl n_b den durch die gestrichelte Linie dargestellten Schwellwert n_t überschreitet, werden mehrere ($\lceil \frac{n_b}{n_t} \rceil$) SIPs initialisiert. Die Ziffern geben die Anzahl an SIPs pro „bin“. Entnommen aus Unterstrasser (2013)

Das LCM beschreibt die Eisphase durch Simulationspartikel (**SIP**), die eine bestimmte, zeitlich konstante Anzahl tatsächlicher Eiskristalle repräsentieren. Um eine Lognormalverteilung für die Masse der Eiskristalle vorzugeben, wird die Eismasse in exponentiell größer werdende Intervalle aufgeteilt und die Anzahl n_b an Kristallen in einem solchen “bin” genannten Intervall bestimmt. Liegt diese Anzahl unter einem bestimmten Schwellwert n_{res} wird kein SIP für dieses bin initialisiert. Bis zu einer Anzahl n_t von Eiskristallen wird genau ein SIP mit zufällig gewähltem, im Bereich des bins liegenden Radius erstellt. Bei Anzahlen über n_t wird das Intervall in mehrere ($\lceil \frac{n_b}{n_t} \rceil$) Sub-bins gleicher Größe aufgeteilt. Für jedes Sub-bin wird wieder ein SIP mit zufälligem Radius aus dem entsprechenden Teilintervall initialisiert.



Abbildung 2.2: Auswahl der modellierten Flugzeugtypen. Bei doppelten Bezeichnungen gelten die verwendeten Konfigurationen ebenfalls für das jeweilige Konkurrenzmodell.

Quelle der Einzelbilder: Internet, www.the-blueprints.com

2.3 Flugzeugtypen

Viele der Studien, die den Einfluss numerischer sowie meteorologischer Parameter auf die Kondensstreifenentwicklung untersuchen, wurden mit Einstellungen vorgenommen, die einem Flugzeug vom Typ B777 oder A350 entsprechen (Unterstrasser et al., 2008; Unterstrasser und Sölch, 2010; Huebsch und Lewellen, 2006; Paugam et al., 2010). Diese werden nun durch Simulationen mit fünf weiteren Konfigurationen ergänzt, die das Spektrum der aktuellen Verkehrsflugzeuge von der Bombardier CRJ bis hin zum Airbus A380 abdecken. Einen visuellen Eindruck der gewählten Flugzeugklassen bietet Abbildung 2.2.

Aus der Flugzeugmasse m_{Fl} , der Flügelspannweite b und der Reisegeschwindigkeit v lassen sich die anfänglichen Wirbeleigenschaften Zirkulation Γ_0 , Abstand b_0 sowie Absinkgeschwindigkeit w_0 ableiten (Gerz et al., 2002):

$$b_0 = \frac{\pi}{4} \cdot b \quad (2.4)$$

$$\Gamma_0 = \frac{g \cdot m_{Fl}}{\rho_{air} \cdot b_0 \cdot v} \quad (2.5)$$

$$w_0 = \frac{\Gamma_0}{b_0} \quad (2.6)$$

$$\partial_y n_{EK} = EI_{soot} \cdot \partial_y m_{fuel} \quad (2.7)$$

$$\partial_y m_{H_2O} = EI_{H_2O} \cdot \partial_y m_{fuel} \quad (2.8)$$

Der Kerosinverbrauch pro Flugmeter $\partial_y m_{fuel}$ prägt durch die Eiskristallanzahl n_{EK} und die Wasserdampfemission m_{H_2O} die mikrophysikalischen Eigenschaften der Kondensstreifen. Hier sind $EI_{soot} = 2.3 \cdot 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ und $EI_{H_2O} = 1.25 \text{ kg kg}^{-1}$ die Emissionsindizes für Rußteilchen und Wasserdampf pro verbranntem Kilogramm Kerosin

Parameter	Symbol	CRJ	A320 B737	A300 B767	A350 B777	B747	A380
Spannweite (m)	b	21.2	34.4	47.6	60.9	64.4	79.8
Masse (1000 kg)	m	20.5	58.0	140.5	245.5	306.0	457.0
Geschwindigkeit (m s^{-1})	v	232.3	219.4	236.3	242.1	251.5	248.4
Verbrauch (g m^{-1})	$\partial_y m_{fuel}$	1.42	2.96	5.81	8.36	11.05	16.03
Wirbelabstand (m)	b_0	16.65	27.02	37.38	47.83	50.58	62.67
Zirkulation ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)	Γ_0	130	240	390	520	590	720
Eiskristallanzahl (10^{11}m^{-1})	$\partial_y n_{EK}$	4.08	8.51	16.70	24.03	31.78	46.07
Wasserdampf (g m^{-1})	$\partial_y m_{H_2O}$	1.77	3.70	7.26	10.45	13.82	20.03
Maschenweite (m)	dx, dz	0.35	0.57	0.79	1.00	1.06	1.32
	dy	0.70	1.14	1.58	2.00	2.12	2.64
Simulationsgebiet (m)	Breite	134.4	218.88	303.36	384	407.04	506.88
	Höhe	299.6	487.92	474	600	636	792
	Länge	140	228	316	400	424	528
Kernradius (m)	r_c	3.0	3.0	3.0	4.0	4.5	4.5

Tabelle 2.1: Parameterwahl für die ausgesuchten Flugzeugtypen

und werden für alle Flugzeuge als gleich angenommen. Ebenso wird implizit davon ausgegangen, dass aus jedem Rußteilchen durch heterogene Nukleation genau ein Eiskristall hervorgeht (Kärcher und Yu, 2009) und keine weiteren durch homogene Nukleation hinzukommen. Die Dichte für Luft mit $\rho_{air} = 0.4 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ und die verwendeten Reisegeschwindigkeiten entsprechen typischen Werten auf Flughöhen zwischen 8 000 m und 12 000 m über Normalnull. g ist die Erdbeschleunigung.

Neben den Flugzeugeigenschaften führt Tabelle 2.1 auch die abgeleiteten, verwendeten Wirbelparameter auf.

2.4 Initialisierung

Die vorangegangenen Simulationen des B777-Typs (Unterstrasser, 2013) wurden in einem $384 \times 200 \times 600$ Gitter mit Maschenweiten von $dx = dz = 1$ m in horizontaler x- und vertikaler z-Richtung sowie $dy = 2$ m in y-Richtung entlang der Flugroute durchgeführt. Am oberen und unteren Rand wurden feste Randbedingungen vorgegeben, während vorne, hinten und seitlich periodische Randbedingungen gewählt wurden. Für eine bessere Parallelisierbarkeit des Gebiets wird die Anzahl an Gitterpunkten für alle

Flugzeugtypen beibehalten. Allerdings erfordert dies eine Anpassung der jeweiligen Maschenweite, da das Simulationsgebiet genau eine Wellenlänge der von der Crow-Instabilität (siehe 1.2) hervorgerufenen Oszillationen umfassen sollte. Diese hängt jedoch vom Wirbelabstand ab, weshalb auch die Maschenweite des Gitters entsprechend mit dem Wirbelabstand skaliert werden muss. Es hat sich allerdings herausgestellt, dass für die kleinen Flugzeugtypen CRJ und B737/A320 das Gitter vertikal auf 856 Knoten vergrößert werden musste, um das ganze abgesunkene Wirbelsystem zu umfassen.

Die tatsächliche Reise Flughöhe von circa 8 000 m bis 12 000 m wird durch die Angabe der Umgebungstemperatur und des Drucks vorgegeben. Die simulierte Flugroute befindet sich in allen Fällen 100 Maschenweiten unterhalb des oberen Randes. Auf diesem Niveau werden von der Mitte des Gebiets ausgehend zwei gegenseitig rotierende Wirbel mit einer Anfangszirkulation Γ_0 im Abstand b_0 zueinander erstellt. Für die Tangentialgeschwindigkeitsverteilung wird das Lamb-Oseen-Profil (siehe Abbildung 2.3) mit Kernradien zwischen $r_c = 3.0$ m für die kleineren und $r_c = 4.5$ m für die großen Flugzeuge verwendet.

Aus der maximalen Tangentialgeschwindigkeit v_{max} des Lamb-Oseen-Wirbels

$$v(r) = \frac{\Gamma_0}{2\pi \cdot r} \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{r}{r_c}\right)^2}\right)$$

und der Maschenweite lässt sich anhand der CFL-Bedingung die maximale Zeitschrittlänge bestimmen. Die Simulationsdauer ist mit 250 s bis 350 s ausreichend lang gewählt, um das Ende der Wirbelphase zu erreichen.

Da die Simulation nach Abschluss der Jetphase beginnt, haben die Abgase bereits Umgebungstemperatur angenommen und auch die Bildung der Eiskristalle (Nukleation) ist abgeschlossen. Entsprechend dem emittierten Wasserdampf $\partial_y m_{H_2O}$ und den Rußteilchen $\partial_y n_{EK}$ wird die Anzahl und der Eiswassergehalt der Eiskristalle bestimmt. Die damit erstellten Simulationspartikel (SIPs, siehe 2.2) werden homogen in zwei Zylindern mit einem Radius r_{Init} um die beiden Wirbelzentren verteilt. In jeder Gitterbox werden die Eiskristallgrößen, wie in Kapitel 2.2 beschrieben, log-normalverteilt vorgegeben. Weitere SIPs kommen nicht dazu, da zum einen für das Simulationsgebiet Wolkenfreiheit vorausgesetzt wird und zum anderen homogene Nukleation von Eiskristallen erst bei relativen Umgebungsfeuchten von $RH_i^* > 150\%$ einsetzt (Koop et al., 2000).

Die Simulationen der neu hinzugekommenen Flugzeugtypen wurden unter den gleichen meteorologischen Bedingungen und mit dem selben Hintergrundströmungsprofil durchgeführt wie die Standardsimulationen des bereits untersuchten B777-Flugzeugtyps. Die verwendeten Standardwerte für Temperatur, Druck, Schichtung und Hintergrundturbulenz sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. Die relative Feuchte bezüglich Eis RH_i^* wird zu Beginn der Simulation räumlich uniform vorgegeben.

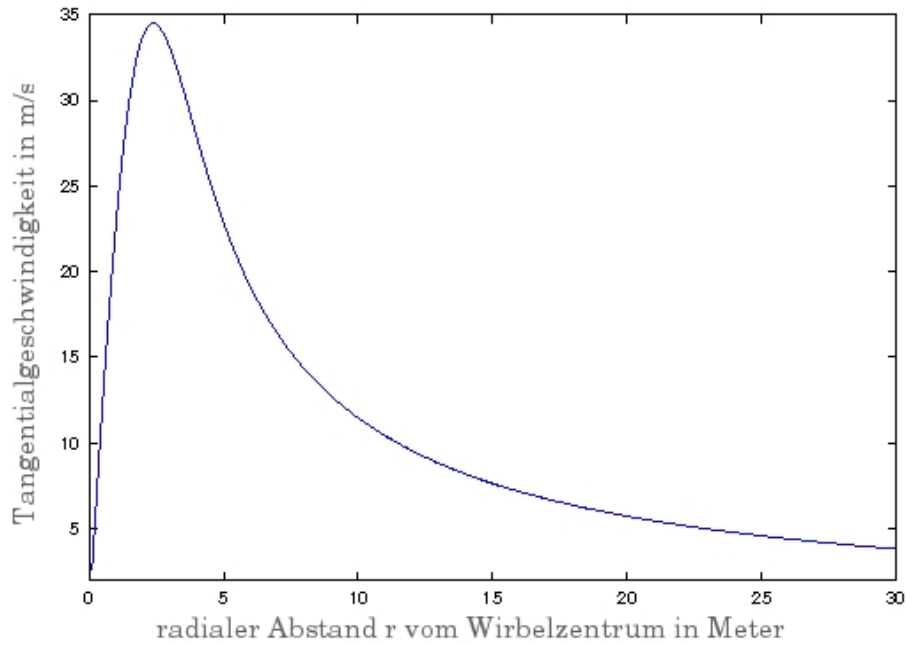


Abbildung 2.3: Geschwindigkeitsprofil eines Lamb-Oseen Wirbel

Temperatur	Druck	Schichtung (Brunt-Väisälä-Frequenz, siehe Appendix A.1.2)	Turbulenz (Eddy- Dissipationsrate)
$T = 217 \text{ K}$	$p \approx 220 \text{ hPa}$	$N = 1.15 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	$\varepsilon = 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$

Tabelle 2.2: Standardwerte der meteorologischen Bedingungen für die Simulationen der neu hinzugekommen Flugzeugtypen. Die Angaben von Temperatur und Drucklevel gelten jeweils für die Flughöhe.

3 Ergebnisse

Die wichtigsten Eigenschaften von Kondensstreifen am Ende der Wirbelphase sind die Anzahl und die räumliche Verteilung der Eiskristalle. Während der Dispersionsphase sorgt Windscherung und Turbulenz für eine Verbreiterung und Ausdünnung des Kondensstreifens. Im Hinblick darauf ist die vertikale Ausdehnung in der Wirbelphase von größerer Bedeutung als die horizontale Breite, die ungefähr im Rahmen der Flügelspannweite liegt. Im Gegensatz dazu kann die Höhe der Kondensstreifen, wie im Falle der CRJ, mit circa 180 m nahezu das neunfache der Spannweite betragen.

Bevor jedoch die verschiedenen Flugzeugtypen miteinander verglichen werden, sollen bestimmte Aspekte im Verlauf der Wirbelphase anhand der Simulationen des B777-Flugzeugs erklärt werden. Viele dieser Punkte sind durch die bisherigen Arbeiten bereits bekannt (Unterstrasser et al., 2008; Unterstrasser und Sölch, 2010; Huebsch und Lewellen, 2006; Paugam et al., 2010) und dienen lediglich der Vollständigkeit und dem besseren Verständnis beim Vergleich mit den neu hinzugekommenen Flugzeugtypen. Nach der Vorstellung und Beschreibung der Ergebnisse werden diese im Anschluss gedeutet und interpretiert.

3.1 Präsentation

Auswertung der B777-Simulationen

In Abbildung 3.1 wird der zeitliche Verlauf von Eiskristallanzahlen bei vier verschiedenen Temperaturen mit jeweils variierender Hintergrundfeuchte RH_i^* dargestellt. Die Simulationen stammen aus Unterstrasser (2013). Die Werte sind mit der initialen Eiskristallanzahl normiert. Unabhängig von der Temperatur zeigt jedes Diagramm, dass bei einer hohen relativen Umgebungsfeuchte von $RH_i^* = 140\%$ am meisten Eiskristalle bis zum Ende hin „überleben“. Mit zunehmend niedriger vorgegebenen Hintergrundfeuchten verschwinden immer mehr Eiskristalle, bis schließlich bei Sättigung $RH_i^* = 100\%$ nahezu alle Eiskristalle verdampfen. Weiterhin fällt auf, dass mit zunehmender Feuchte der Eiskristallverlust zeitlich versetzt beginnt. Wie in Kapitel 1.2 bereits erwähnt, erwärmt sich die Luft des Wirbelsystems bei der Abwärtsbewegung adiabatisch. Dadurch steigt der Sättigungsdampfdruck und die Luft kann untersättigt werden. Um das Defizit auszugleichen, beginnen die Eiskristalle zu sublimieren und verdampfen womöglich komplett.

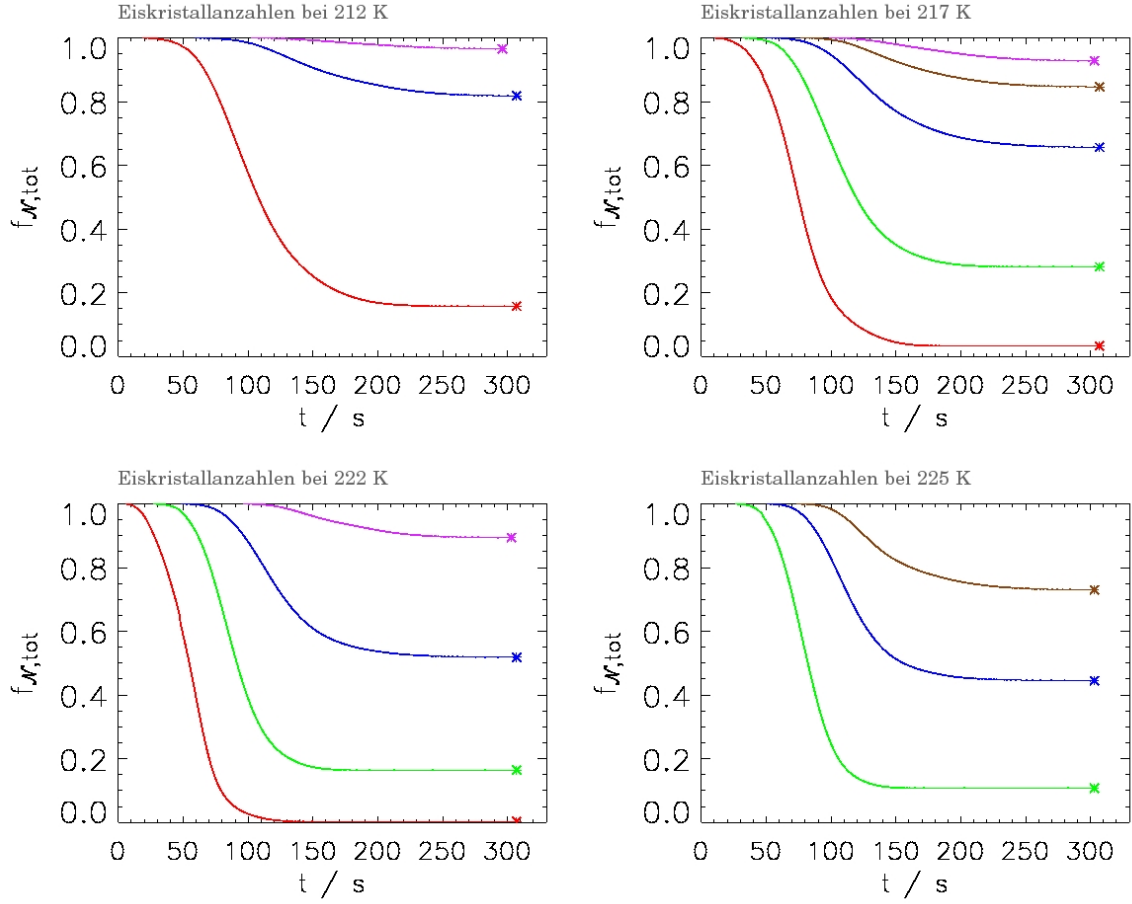


Abbildung 3.1: Zeitlicher Verlauf der Eiskristallanzahlen für verschiedene Temperaturen und Umgebungsfeuchten ($RH_i^* = 100\%$, 110% , 120% , 130% , 140%).

Der Einfluss der Temperatur auf den Verlauf zeigt sich im unterschiedlich starken Gradienten der Kurven mit gleicher Feuchte. Besser noch als an den Kristallanzahlen lässt sich dies an den Eismassegraphen in Abbildung 3.2 erkennen. Verschieden hohe Temperaturen bedeuten unterschiedliche Wasserdampfmischungsverhältnisse bei Sättigung der Luft. Bei gleicher relativer Übersättigung führt dies dazu, dass bei höherer Temperatur mehr tatsächlicher, absoluter Wasserdampf zur Verfügung steht als bei niedrigerer. Der plötzliche Anstieg der blauen Kurven auf verschiedene Höhen im Diagramm zeigt den Abbau der unterschiedlichen, absoluten Übersättigung zu Beginn der Simulationen.

So wie hohe Temperaturen bei gleicher Übersättigung mehr absoluten Wasserdampf bedeuten, fällt auch das Defizit an Wasserdampf bei Untersättigung dann höher aus. Darüber hinaus laufen die mikrophysikalischen Prozesse wie Deposition und Sublimation, also Anwachsen und Verdampfen der Eismasse, mit zunehmender

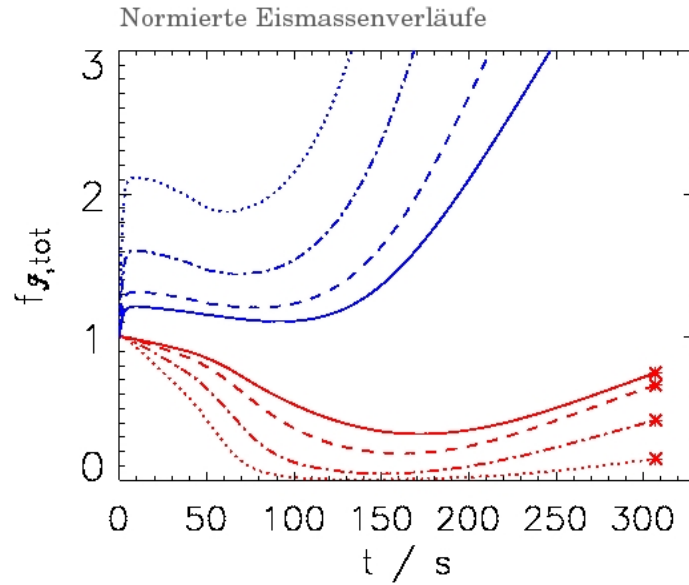


Abbildung 3.2: Zeitlicher Verlauf der Eismasse für verschiedene Temperaturen und Umgebungsfeuchten. ($RH_i^* = 100\%$, 120% ; $T = 209$ K durchgezogene Linie, $T = 212$ K gestrichelte Linie, $T = 217$ K Strich-Punkt-Muster, $T = 222$ K gepunktete Linie)

Temperatur schneller ab. Im Gegensatz zum feuchteren Fall mit $RH_i^* = 120\%$, bei dem die niedrigere Temperatur insgesamt zur geringsten Eismassenzunahme führt, sorgt der langsamere Abbau der Eismasse und das geringere Defizit dafür, dass im trockeneren Fall mit $RH_i^* = 100\%$ mehr Eismasse an den Eiskristallen gebunden bleibt und somit auch mehr Eiskristalle über einen längeren Zeitraum überleben können (vergleiche Abb. 3.1).

Der anfängliche Rückgang der Eismasse in allen Kurven ist der adiabatischen Erwärmung des Wirbelsystems und des davon mitgeführten, primären Nachlaufs während des Absinkens geschuldet. Bei Übersättigung sorgt das Abbauen des überschüssigen Wasserdampfs schnell für eine höhere Zunahme der Eismasse als durch Sublimation verloren wird. Doch auch bei Sättigung ($RH_i^* = 100\%$) beginnt die Eismasse nach der Abnahme wieder anzuwachsen. Die ausgemischten Kristalle des sekundären Nachlaufs können den Wasserdampf der sublimierten Kristalle aufnehmen, wenn dieser aufgrund der Rückstellkraft der atmosphärischen Schichtung (siehe Appendix A.1.2) wieder aufwärts transportiert wird und dort durch adiabatische Abkühlung dann wieder als Übersättigung für die Deposition zur Verfügung steht. Dieser Ablauf lässt sich später auch an den Vertikalprofilen von Abbildung 3.5 für die Kristallanzahl und die Eismasse ablesen.

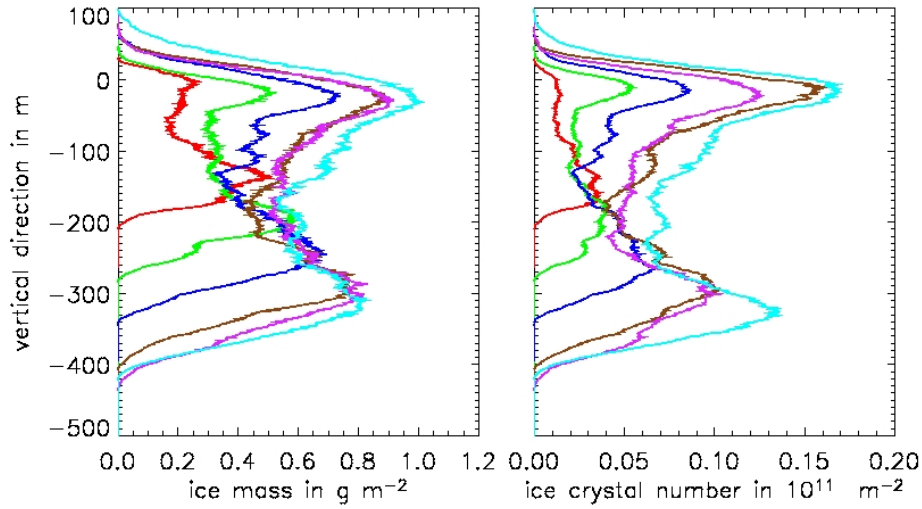


Abbildung 3.3: Vertikalprofile der Eiskristallanzahl am Ende der Wirbelphase. Die Simulationen wurden bei $RH_i^* = 140\%$ relativer Feuchte erstellt. Die Flugzeugtypen sind farblich wie folgt gekennzeichnet:

CRJ - A320 - A300 - B777 - B747 - A380

Vergleich der Flugzeugtypen

Der Einfluss des Flugzeugtyps auf die Kondensstreifen zeigt sich am deutlichsten bei deren vertikaler Ausdehnung am Ende der Wirbelphase. In Abbildung 3.3 ist zu erkennen, dass die großen Flugzeuge mehr als doppelt so hohe Kondensstreifen erzeugen können wie die kleinen Flugzeuge. Ein weiterer Unterschied zeigt sich in der Verteilung der Eiskristalle. Während im Kondensstreifen des kleinsten Flugzeugs der größte Anteil an Eiskristallen im primären Nachlauf enthalten ist, befindet sich bei den großen Flugzeugen der Großteil der Kristalle im sekundären Nachlauf. Dies könnte sowohl an einer größeren Ausmischung von Kristallen während des Absinkens liegen, als auch an einem größeren Verdampfen von Eiskristallen. Die gezeigten Vertikalprofile wurden bei $RH_i^* = 140\%$ Umgebungsfeuchte erzeugt, bei der zwar am wenigsten Eiskristallverlust eintritt, aber dennoch ein kleiner Anteil verloren geht (siehe Abbildung 3.4). Insgesamt zeigt der zeitliche Verlauf des relativen Eiskristallverlusts in der linken Spalte von Abbildung 3.4 einen ähnlichen Verlauf für relative Umgebungsfeuchten von $RH_i^* = 100\%$ und $RH_i^* = 140\%$. Im trockeneren Fall sublimieren nahezu alle Eiskristalle, während im feuchteren kaum Eiskristalle verdampfen. Der Flugzeugeinfluss macht sich hauptsächlich bei mittleren Umgebungsfeuchten, wie hier für $RH_i^* = 120\%$ bemerkbar. In diesem Fall zeigen die Simulationen mit der Größe der Flugzeuge zunehmend stärkeren Kristallverlust. Die Kondensstreifen kleiner Flugzeuge scheinen weniger sensibel auf geringere Feuchten zu reagieren als die der großen Flugzeuge. Allerdings sieht man

aus der rechten Spalte, dass, in absoluten Zahlen angegeben, die Kondensstreifen der großen Flugzeuge trotz größeren Verlusts immer noch ein vielfaches an Eiskristallen mehr beinhalten als die der Kleinen. Unabhängig vom Flugzeugtyp zeigt sich auch hier wieder der zeitliche Versatz beim Einsetzen des Kristallverlusts für unterschiedliche Umgebungsfeuchten.

Die Vertikalprofile von Abbildung 3.5 ermöglichen ein näheres Betrachten der unterschiedlichen Verläufe bei $RH_i^* = 120\%$ zu verschiedenen Zeitpunkten. Bei der Initialisierung zeigen sich sowohl die verschiedenen Größen von Eismasse und Eiskristallanzahlen aufgrund des flugzeugabhängigen Kerosinverbrauchs, als auch die unterschiedlichen Initialisierungsradien (r_{Init} , siehe Kapitel 2.4).

Die Kristalle der großen Flugzeuge befinden sich bereits nach einer Minute schon größtenteils tiefer als die der kleinen Flugzeuge. Der Grund hierfür liegt in den initialen Wirbeleigenschaften und damit am Flugzeugtyp. Die Wirbelabsinkgeschwindigkeit w_0 aus Kapitel 2.3 nimmt mit der Größe der Flugzeuge zu. Der auftretende Eiskristallverlust ist zu gering um substantiell von Bedeutung zu sein.

Dies ändert sich nach zwei Minuten. Hier sublimieren bereits einige Eiskristalle mehr aus den Kondensstreifen der großen Flugzeuge. Ebenso deutet sich ein sekundärer Nachlauf aus ausgemischten Kristallen an. Der Großteil befindet sich für alle Flugzeuge aber immer noch im primären Nachlauf.

Nach drei Minuten beginnen sich die Kondensstreifen der Flugzeuge grundlegend zu unterscheiden. Weiterhin enthält der primäre Nachlauf des kleinsten Flugzeugs sowohl die meiste Eismasse als auch die meisten Kristalle des ganzen Kondensstreifens. Bei den größeren Flugzeugen jedoch liegt das Übergewicht an Eismasse bereits im sekundären Nachlauf, da dessen Kristalle schon die umgebende Übersättigung abbauen können, während die des primären noch sublimieren. Aufgrund von weiterer Ausmischung und der stärkeren Sublimation im primären Nachlauf umfasst der sekundäre Nachlauf nun ebensoviel oder sogar mehr Eiskristalle als der primäre.

Die genannten Trends setzen sich in der vierten Minute fort. Bei den Kondensstreifen der großen Flugzeuge wurden mittlerweile so viele Eiskristalle ausgemischt oder verdampft, dass der sekundäre Nachlauf nun den Großteil beinhaltet. Darüber hinaus konnten die Kristalle dort weiter die Umgebungsfeuchte abbauen und die Eismasse anwachsen lassen. Bei den Verteilungen des kleinsten Flugzeugs ändert sich prinzipiell nichts. Hier dominiert weiterhin der primäre Nachlauf.

Vergleicht man die normierten Anzahlen der sublimierten Eiskristalle wie in Abbildung 3.6, so fällt auf, dass auf gleicher Absinktiefe bei allen Flugzeugen der gleiche Anteil an Eiskristallen verdampft. Entsprechend erklärt sich, dass die tiefer sinkenden Kondensstreifen der großen Flugzeuge anteilig mehr Eiskristalle verlieren als die höher liegenden Streifen der kleinen Flugzeuge.

Zum Abschluss der Ergebnispräsentation zeigt die Sensitivitätsstudie von Abbildung 3.7 eine nur geringe Abweichung im Verlauf der Eiskristallanzahlen bei unterschiedlichen Initialisierungen. Dazu wurde der in Kapitel 2.4 erwähnte Radius r_{Init} der Zylinder variiert, in denen der emittierte Wasserdampf und die Rußpartikel zu Beginn der Simulationen verteilt werden.

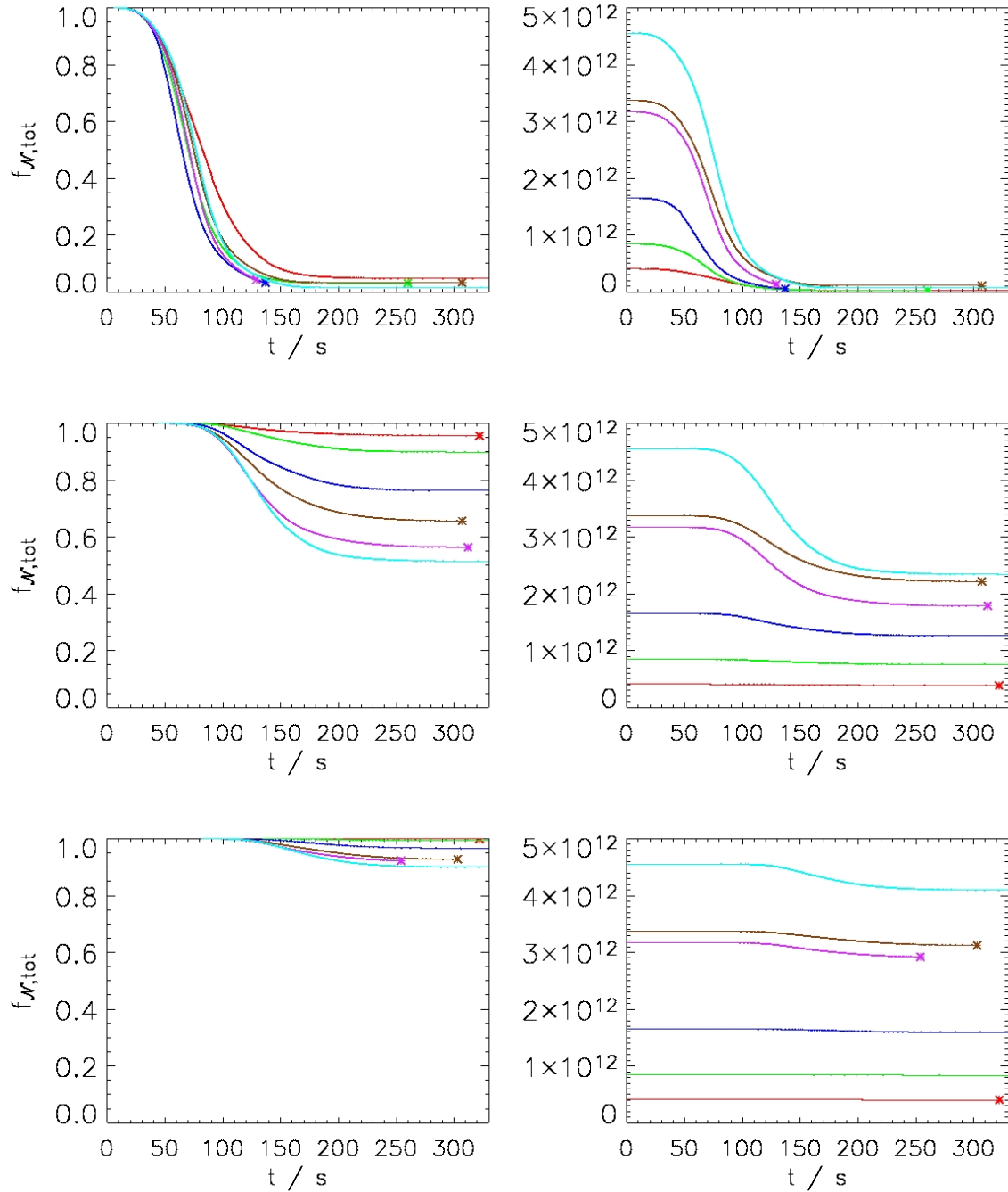
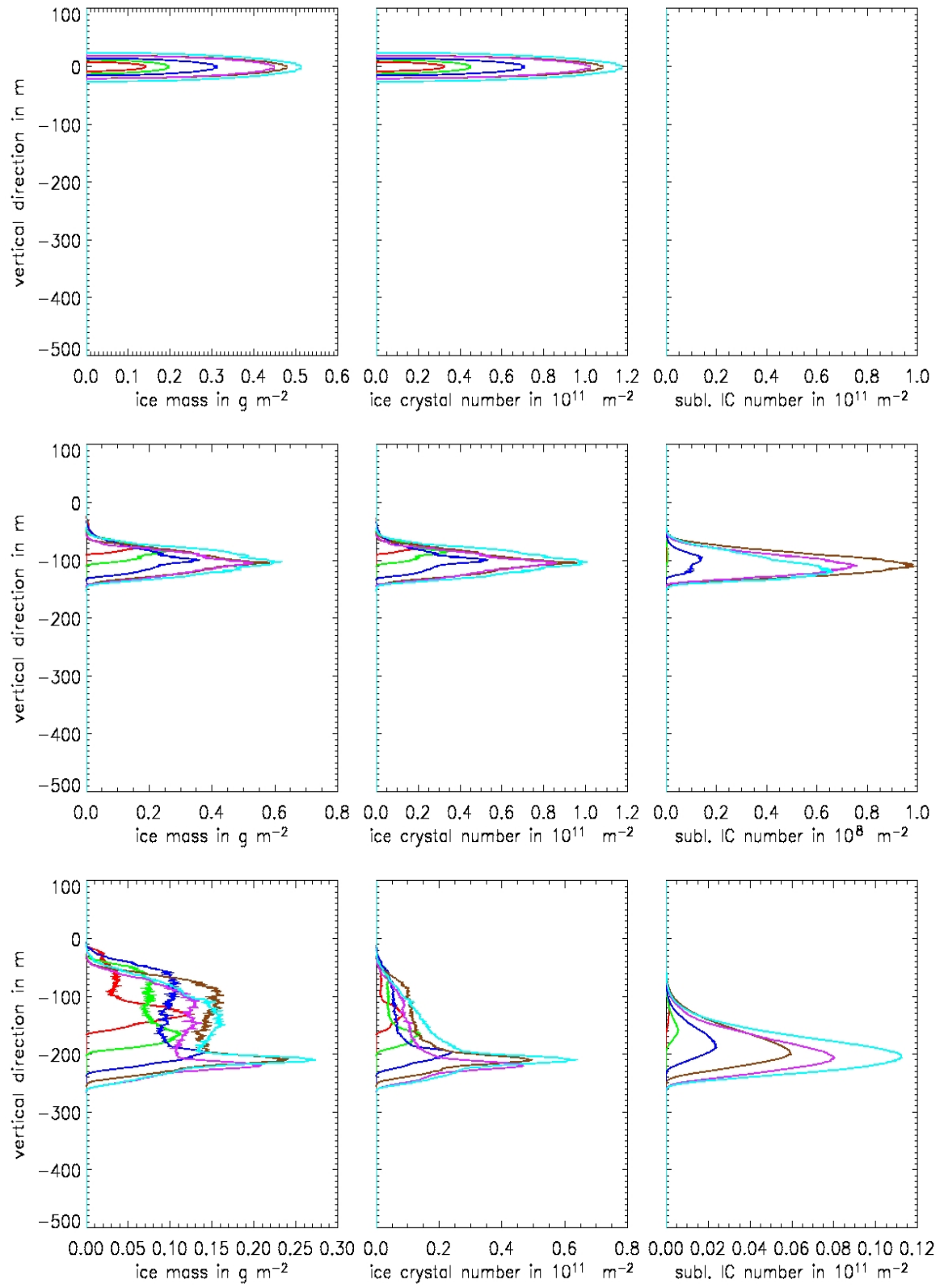


Abbildung 3.4: Zeitlicher Verlauf der Eiskristallanzahlen für verschiedene Umgebungsfeuchten: oben bei $RH_i^* = 100\%$; in der Mitte bei $RH_i^* = 120\%$ und unten bei $RH_i^* = 140\%$. Für die linke Spalte wurden die Anzahlen mit dem jeweiligen Anfangswert normiert; rechts sind die absoluten Werte aufgetragen. Die Flugzeugtypen sind farblich wie folgt gekennzeichnet:

CRJ - A320 - A300 - B777 - B747 - A380



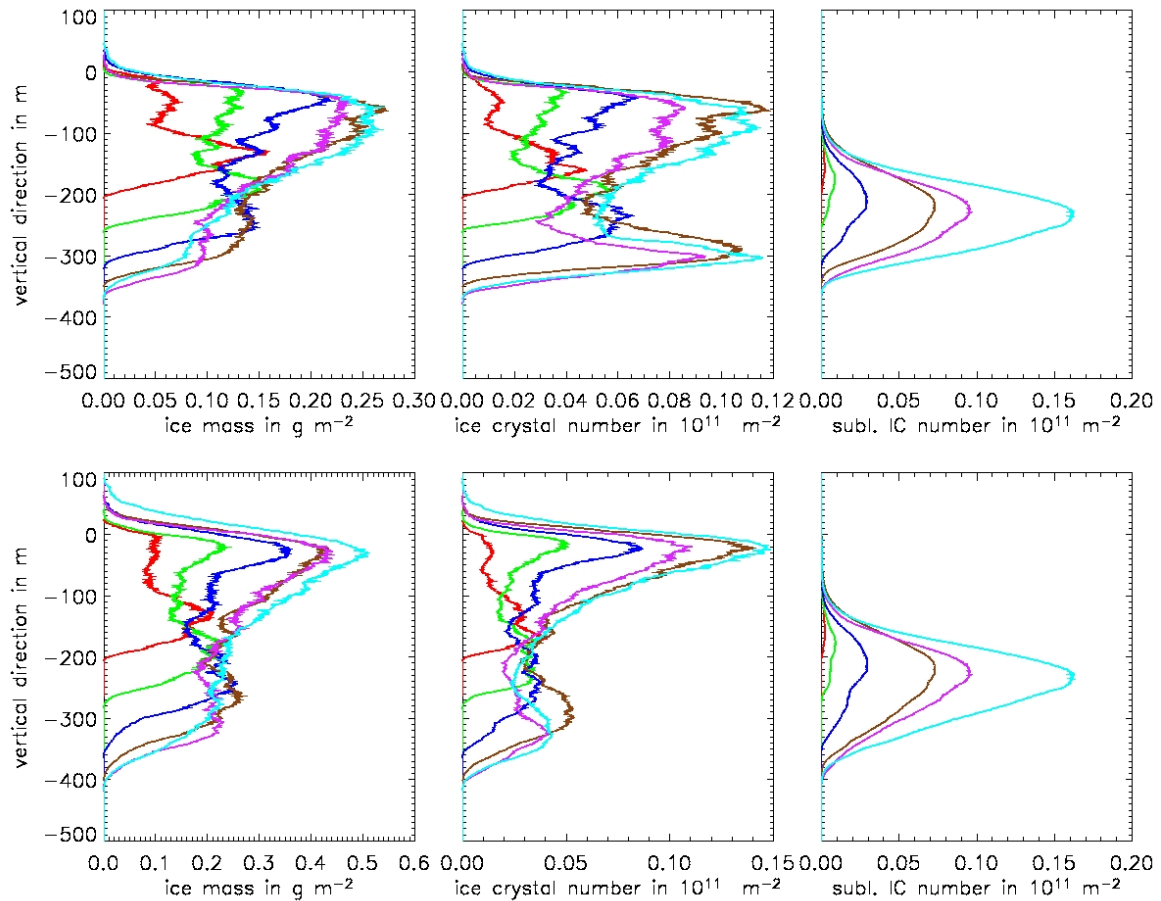


Abbildung 3.5: Vertikalprofile der Flugzeugkondensstreifen zu verschiedenen Zeitpunkten. Von oben nach unten: $t = 0$ s, 60 s, 120 s (linke Seite), 180 s, 240 s (rechte Seite). Von links nach rechts sind die Eismasse, die Eiskristallanzahl und die Anzahl der sublimierten Eiskristalle dargestellt. Die Flugzeugtypen sind farblich wie folgt gekennzeichnet:

CRJ - A320 - A300 - B777 - B747 - A380

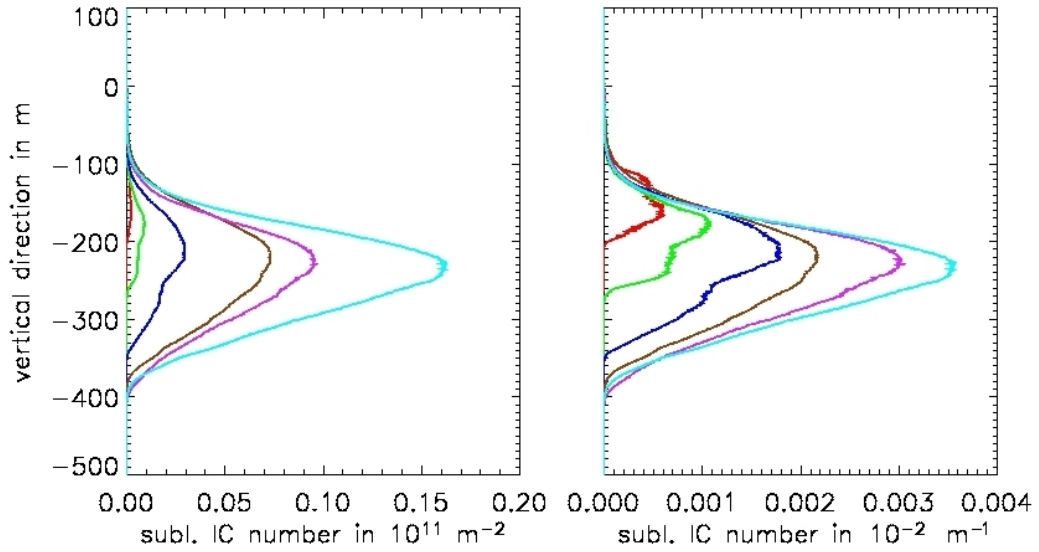


Abbildung 3.6: Absolute und relative Anzahlen der sublimierten Eiskristalle nach $t = 240$ s bei $RH_i^* = 120\%$. Die Flugzeugtypen sind farblich wie folgt gekennzeichnet: CRJ - A320 - A300 - B777 - B747 - A380

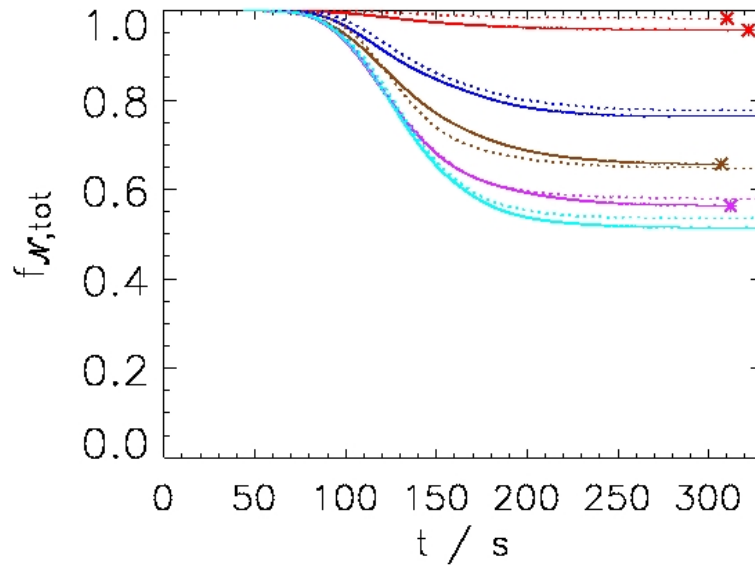


Abbildung 3.7: Zeitlicher Verlauf der Eiskristallanzahlen bei unterschiedlichen Initialisierungen. Durchgezogene Linien stehen für jeweils kleinere Radien r_{Init} ; gepunktete Linien für größere. Die Flugzeugtypen sind farblich wie folgt gekennzeichnet: CRJ - A320 - A300 - B777 - B747 - A380

3.2 Interpretation

Für die Analyse und Deutung der gezeigten Ergebnisse empfiehlt es sich drei charakteristische Längenskalen z_{desc} , $z_{RH_i^*}$ und z_{MP} einzuführen, die es ermöglichen den relativen Kristallverlust zu parametrisieren. Diese Einteilung ergibt sich aus den verschiedenen Abhängigkeiten der zugehörigen Prozesse (siehe Tabelle 3.1). So gibt z_{desc} die maximale, vertikale Auslenkung des Wirbelsystems an und ist sowohl von der Schichtungsstabilität und Turbulenz der umgebenden Meteorologie als auch von den Wirbeleigenschaften des Flugzeugtyps abhängig (siehe Kapitel 2.3). Der Einfluss der relativen Übersättigung RH_i^* , der sich unter Anderem im zeitlichen Versatz bei der Kristallabnahme zeigt, wird durch $z_{RH_i^*}$ ausgedrückt. Schließlich wird noch die temperaturabhängige Mikrophysik der Deposition und Sublimation mit z_{MP} parametrisiert.

Längenskala	Bedeutung	hängt ab von:
z_{desc}	Maximale Absinktiefe der vom Wirbelsystem mitgeführten Eiskristalle	Meteorologie (Schichtung, Turbulenz), Flugzeugtyp (Wirbeleigenschaften)
$z_{RH_i^*}$	Absinktiefe, bei der relative Übersättigung eines Luftpakets Sättigung erreicht	relative Umgebungsfeuchte, Temperatur
z_{MP}	Absinktiefe, bei der die Wasserdampfemission die Luft des Wirbels nicht mehr übersättigt	Temperatur, Kerosinverbrauch

Tabelle 3.1: Überblick über die drei charakteristischen Längenskalen, die zur Parametrisierung des relativen Eiskristallverlustes während der Wirbelphase dienen.

3.2.1 Charakteristische Längen

z_{desc}

Tabelle 3.2 gibt die Werte von z_{desc} für die verschiedenen Flugzeuge dieser Arbeit an. Wie bereits erwähnt wurden diese Simulationen unter identischen meteorologischen Bedingungen ausgeführt, sodass sich hier ausschließlich die Abhängigkeit von den Flugzeugeigenschaften zeigt. Diese Werte können aus Querschnitten oder Vertikalprofilen für die Eiskristalle abgeschätzt werden. Hierfür werden die Simulationen mit $RH_i^* = 140\%$ verwendet, da bei hohen Feuchten am wenigsten Kristalle verdampfen und deren Verteilung somit der maximalen Ausdehnung gleichgesetzt werden kann.

	CRJ	B737 A320	B767 A300	B777 A350	B747	A380
z_{desc}	180 m	240 m	310 m	360 m	370 m	380 m

Tabelle 3.2: Maximale Ausdehnung der Eiskristallverteilung für die verschiedenen Flugzeuge

$z_{RH_i^*}$

Die feuchteabhängige Distanz $z_{RH_i^*}$ entspricht der vertikalen Auslenkung, bei der ein übersättigtes Luftpaket auf Flughöhe durch adiabatische Erwärmung Sättigung erreicht. Das Konzept hierzu ist Unterstrasser et al. (2008); Lewellen und Lewellen (2001) entnommen. Bei der Annahme der trockenadiabatischen Erwärmung entspricht eine Auslenkung um Δz einer Temperaturerhöhung von $\Delta T = \Gamma_d \Delta z$ mit $\Gamma_d = g/c_p \approx 9.8 \text{ K km}^{-1}$ ($c_p = 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ist die Wärmekapazität von Luft bei konstantem Druck). Bezeichnet man das Sättigungsmischungsverhältnis von Wasserdampf (bezüglich Eis) in Abhängigkeit der Temperatur mit q_s und die Übersättigung mit $s_i := RH_i^* - 1$, so ergibt sich aus dem oben genannten:

$$(1 + s_i)q_s(T_{Flughöhe}) = q_s(T_{Flughöhe} + \Gamma_d \Delta z). \quad (3.1)$$

Nach Umstellen der Gleichung und einer Taylorentwicklung erhält man mit

$$s_i = \frac{q_s(T_{Flughöhe} + \Gamma_d \Delta z) - q_s(T_{Flughöhe})}{q_s(T_{Flughöhe})} \approx \frac{\frac{\partial}{\partial T}(q_s(T_{Flughöhe})) \cdot \Gamma_d \Delta z}{q_s(T_{Flughöhe})} \quad (3.2)$$

eine lineare Beziehung zwischen Übersättigung und vertikaler Auslenkung. Mit Hilfe der Abschätzung $\frac{\partial}{\partial T} \ln q_s \approx 0.9 \frac{\partial}{\partial T} \ln e_s$, wobei e_s der Sättigungsdampfdruck ist und die Konstante 0.9 die adiabatische Druckänderung beinhaltet (Unterstrasser et al., 2008), lässt sich der Zusammenhang weiter vereinfachen:

$$\Delta z \approx \frac{s_i}{\Gamma_d \cdot 0.9 \frac{\partial}{\partial T} \ln e_s(T_{Flughöhe})}. \quad (3.3)$$

Die Sättigungsdampfdruckformel von Murphy und Koop (2005) führt schließlich zu

$$z_{RH_i^*} := \Delta z \approx s_i \cdot 870 \text{ m}$$

bei einer Temperatur auf Flughöhe von $T_{Flughöhe} = 217 \text{ K}$.

Bei der 20%-igen Übersättigung ($RH_i^* = 120\%$) können die Wirbel eine Strecke von $z_{RH_i^*} = 0.2 \cdot 870 \text{ m} = 174 \text{ m}$ zurücklegen, bevor substanzieller Eiskristallverlust einsetzt. Der überschüssige Wasserdampf wurde zwar in den ersten Sekunden bereits von den Eiskristallen aufgenommen, dient jetzt aber als Puffer, der erst wieder abgebaut werden muss, bevor die ursprünglich emittierte Eismasse verdampfen kann. Damit lässt sich nun auch die Unterschiedlichkeit in den finalen Eiskristallanzahlen bei $RH_i^* = 120\%$ relativer Umgebungsfeuchte erklären. Für die kleineren Flugzeuge wie der CRJ mit einer maximalen Absinktiefe von $z_{desc} = 180 \text{ m}$ umfassen die 174 m des Feuchtepuffers nahezu die gesamte maximale Ausdehnung. Für den Bruchteil des Wirbelsystems, der über diesen Puffer hinaus absinkt, fällt die Untersättigung nur noch so gering aus, dass die meisten der mitgeführten Eiskristalle nicht vollständig verdampfen müssen, um wieder Sättigung zu erreichen. Dementsprechend überlebt ein Großteil der Eiskristalle bei den Simulationen der kleineren Flugzeuge.

Im Gegensatz dazu sinkt der primäre Nachlauf großer Flugzeuge wie dem A380 oder der B747 um bis zu $z_{desc} = 380 \text{ m}$ weit ab. Der Puffer mit 174 m bedeutet hier einen geringeren Aufschub bevor Untersättigung erreicht wird. Die mitgeführte Eismasse des primären Nachlaufs kann das entsprechende Wasserdampfdefizit nur teilweise ausgleichen und ein Großteil der zugehörigen Eiskristalle verdampft vollständig (siehe Abbildung 3.4). Trotzdem überleben aufgrund der Übersättigung mehr Eiskristalle als im Falle der Sättigung $RH_i^* = 100\%$. Der zeitliche Versatz des Eiskristallverlustes in den Diagrammen 3.1 und 3.4 entspricht der Zeit, die die Wirbel benötigen um die jeweilige Strecke $z_{RH_i^*}$ zurückzulegen. Die Unterschiede in den Absinkgeschwindigkeiten der Flugzeugwirbel sind dabei aber zu gering, um in den Diagrammen merklich aufzufallen.

z_{MP}

Ähnlich wie der Feuchtepuffer $z_{RH_i^*}$ wird auch die Länge z_{MP} berechnet, die in etwa einem Feuchtepuffer aufgrund der Wasserdampfemission aus dem verbrannten Treibstoff darstellt. Wenn vorerst angenommen wird, es würden sich keine Eiskristalle bilden, so bliebe der emittierte Wasserdampf als zusätzliche Übersättigung im Wirbelsystem. Anders jedoch als bei $z_{RH_i^*}$ kommt zum Wasserdampfbetrag des Sättigungsmischungsverhältnisses keine relative Übersättigung hinzu, sondern die Wasserdampfkonzentration wird um einen absoluten Wert erhöht:

$$q_s(T_{Flughöhe}) + \frac{\partial_y m_{H_2O}}{\rho_{air} \cdot A_{H_2O}} = q_s(T_{Flughöhe} + \Gamma_d \Delta z). \quad (3.4)$$

Wieder ist q_s das Sättigungsmischungsverhältnis, $T_{Flughöhe}$ die Temperatur auf Flughöhe, Γ_d der trockenadiabatische Temperaturgradient und Δz die vertikale Auslenkung. Aus dem Kerosinverbrauch kann die Masse an emittiertem Wasserdampf pro Flugmeter $\partial_y m_{H_2O}$ berechnet werden. Mit A_{H_2O} wird die Querschnittsfläche der

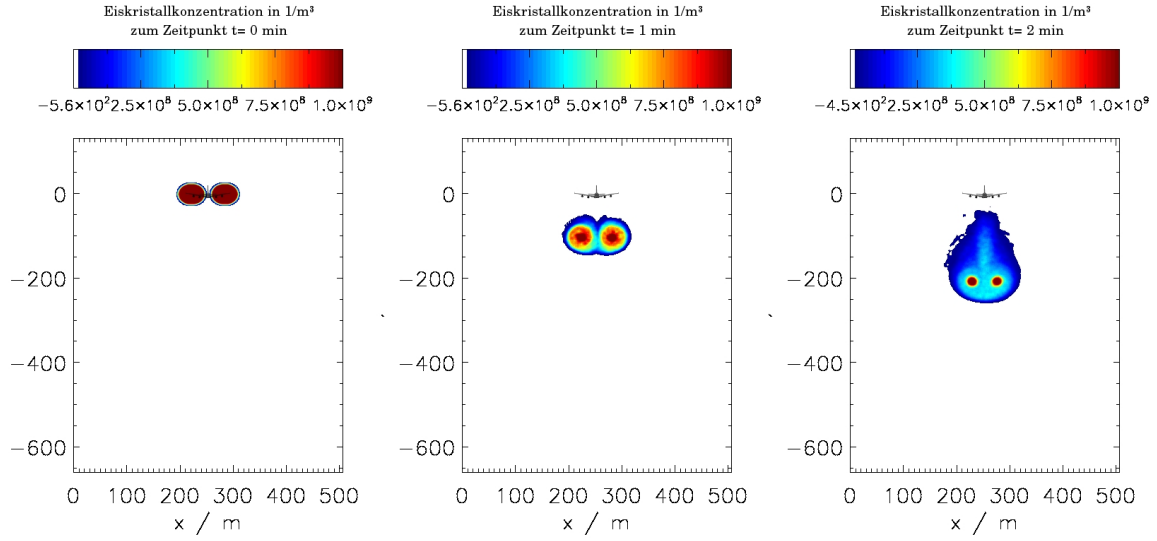


Abbildung 3.8: Eiskristallverteilung in den ersten Minuten der Wirbelphase. Entstanden bei $RH_i^* = 140\%$ und $T = 217$ K.

räumlichen Wasserdampfverteilung bezeichnet. Die Formel kann durch numerische Näherungsverfahren für $z_{MP} := \Delta z$ gelöst werden und definiert damit die Längenskala der Mikrophysik.

Für die Bestimmung der Querschnittsfläche A_{H_2O} hat sich die Berechnung über eine Kreisfläche bewährt:

$$A_{H_2O} = \partial_{Exp} \cdot 2 \cdot 2\pi r_{H_2O}^2$$

Der in Abbildung 3.8 gezeigte Ablauf zu Beginn der Wirbelphase verdeutlicht die Formel für die Querschnittsfläche. Die zwei Kreisflächen der Initialisierung werden durch das Wirbelsystem und die Abwärtsbewegung aufgefächert. Diese Ausbreitung wird durch den Faktor ∂_{Exp} berücksichtigt und für die Berechnungen dieser Arbeit als Konstante mit $\partial_{Exp} = 2.5$ abgeschätzt. Der Radius für die Berechnung der Kreisflächen r_{H_2O} unterscheidet sich allerdings vom Radius der Initialisierungskreise. Die Simulationen mit verschiedenen Initialisierungsradien r_{Init} für die Wasserdampf- und Eiskristallemission (siehe Kapitel 2.4) zeigen eine sehr geringe Abhängigkeit der finalen Eiskristallanzahlen vom Initialisierungsradius (siehe Abbildung 3.7).

In Abbildung 3.9 werden repräsentativ für alle Flugzeugtypen die Transversalprofile der B747 gezeigt. Es erscheint so, als tendierten die Eiskristalle im Wirbelsystem in den ersten zehn bis zwanzig Sekunden zu einer Art wirbeltypischer, von der Initialisierung unabhängiger Verteilung. Bei groß gewählten Radien r_{Init} werden die äußeren Bereiche der Initialisierung nach innen gezogen, während sich Verteilungen mit klein gewählten Radien ausweiten. Die Kristalle verteilen sich in beiden Fällen auf einen Bereich mit

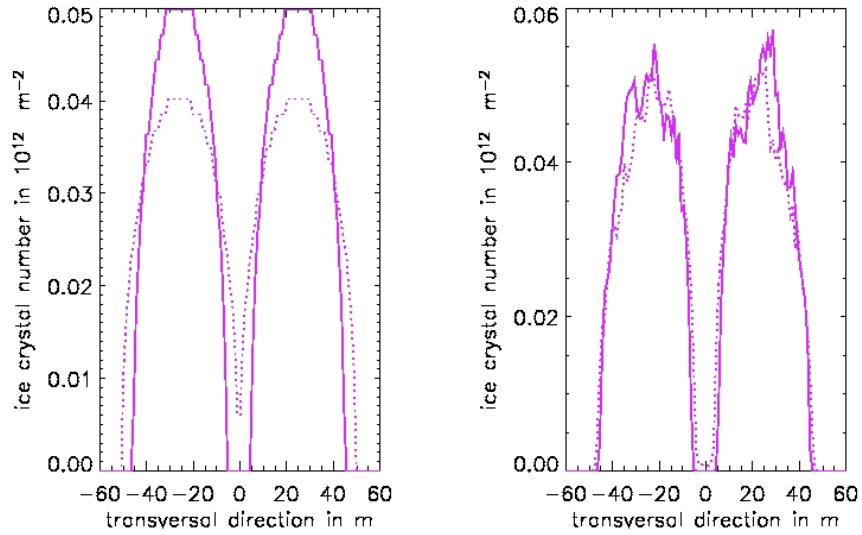


Abbildung 3.9: Transversalprofile der B747 bei der Initialisierung (links) und nach $t = 15$ s. Die durchgezogene Linie stellt einen kleinen Initialisierungsradius mit $r_{Init} = 20$ m und die Gepunktete einen Großen mit $r_{Init} = 25$ m dar.

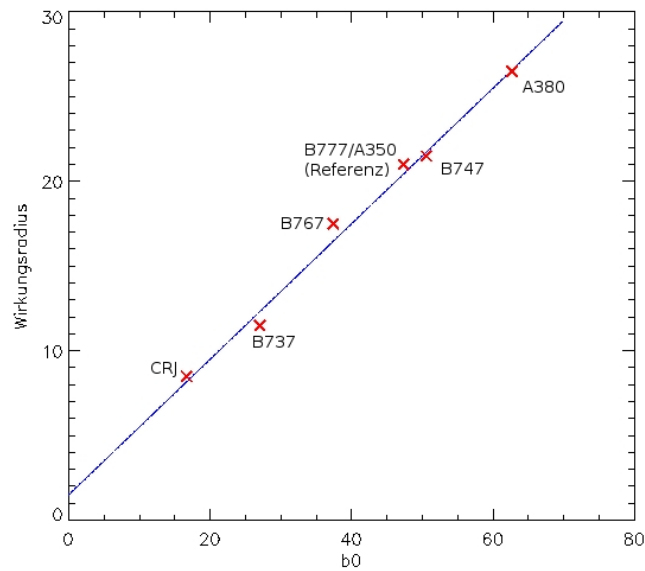


Abbildung 3.10: Aus der Wirbeldynamik resultierender Radius r_{H_2O} mit Näherungsfunktion in Abhängigkeit des Wirbelabstands

	CRJ	B737 A320	B767 A300	B777 A350	B747	A380
r_{H_2O}	8.5 m	11.5 m	17.5 m	21.0 m	21.5 m	26.5 m

Tabelle 3.3: Werte des initialisierungsunabhängigen Radius r_{H_2O} , die aus den Transversalprofilen nach circa zehn bis zwanzig Sekunden Simulationszeit abgeschätzt wurden

gleichem Radius r_{H_2O} . Die aus Transversalprofilen abgelesenen Werte für diesen Radius (Tabelle 3.3) lassen sich gut mit der affinen Funktion $r_{H_2O} \approx 0.4 \cdot b_0 + 1.5$ in Abhängigkeit des Wirbelabstandes annähern (siehe Abbildung 3.10). Mit der Formel für diesen Radius lässt sich die Querschnittsfläche A_{H_2O} aus den gegebenen Flugzeugeigenschaften berechnen. Daraus wiederum folgen das Volumen und die Masse der Luft pro Flugmeter, zu der der emittierte Wasserdampf $\partial_y m_{H_2O}$ hinzukommt.

3.2.2 Parametrisierung des Kristallverlusts

Aus den beschriebenen Längenskalen kann nun die Differenz $z_{diff} = (z_{RH_i^*} + z_{MP}) - z_{desc}$ gebildet werden. In Abbildung 3.11 ist der relative Eiskristallverlust sowohl der B777-Simulationen als auch der verschiedenen Flugzeugtypen gegen die jeweilige Längendifferenz aufgetragen. Die Verteilung der Werte legt einen funktionalen Zusammenhang nahe. Als mögliche Ausgleichsfunktion dient hier ein modifizierter Arcustangens:

$$n_{EK}^{\%}(z_{diff}) = \frac{1.25}{\pi} \arctan\left(\frac{z_{diff}}{\tau} - 140\right) + 0.45.$$

Selbst ein variiertes Kerosinverbrauch der B777 wird durch die Längenskalen stimmig beschrieben. Für diese Simulationen wurden entsprechend der Formeln (siehe Kapitel 2.3) die Wasserdampfemission und die Rußteilchenanzahl um 20% erhöht und verringert. Bei höheren Feuchten (oberes Tripel) erscheint die Wirkung der Variation geringer als bei niedrigeren Feuchten (unteres Tripel). Der veränderte Verbrauch findet durch den Wasserdampf Eingang in die Formel für die Mikrophysik und ändert damit auch die entsprechende Längendifferenz.

Im Diagramm mit den unterschiedlichen Flugzeugtypen fällt auf, dass im trockenen Fall ($RH_i^* = 100\%$) die kleineren Flugzeuge wie die CRJ oder dem A320 von der Näherungsfunktion möglicherweise überschätzt würden. Der Eiskristallverlust fällt deutlich höher aus als durch den Arcustangens suggeriert. Ob es sich hierbei um Spezialfälle oder einen Trend handelt kann ohne weitere Daten aber nicht eindeutig entschieden werden.

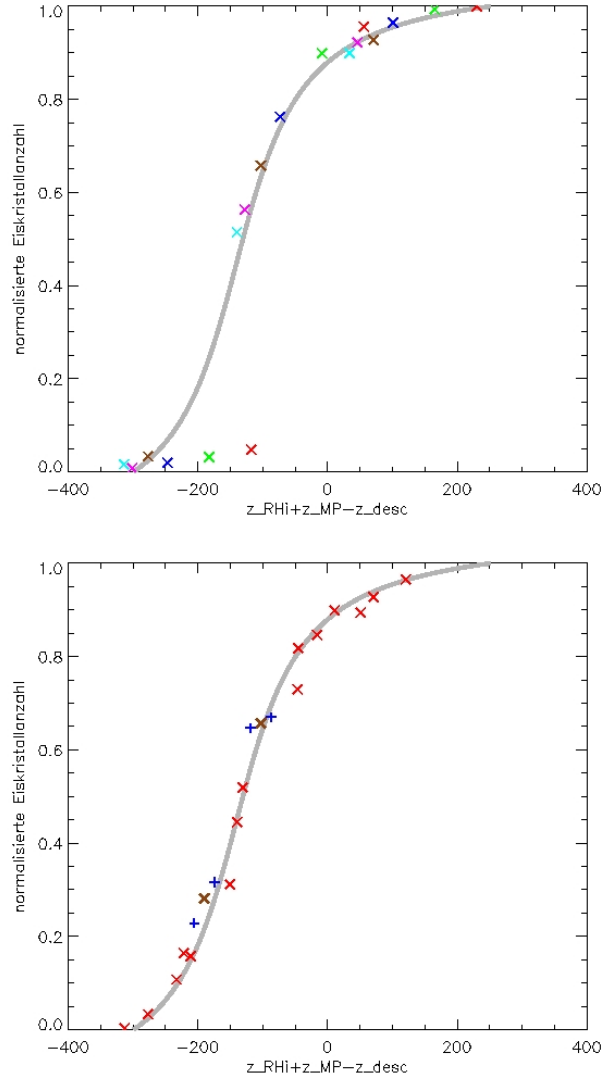


Abbildung 3.11: Relativer Kristallverlust der Simulationen aufgetragen gegen die jeweilige Differenz $z_{diff} = (z_{RH_i}^* + z_{MP}) - z_{desc}$ der charakteristischen Längen. In der Grafik oben sind die Flugzeugsimulationen aufgetragen und farblich gekennzeichnet: CRJ - A320 - A300 - B777 - B747 - A380.

In der unteren Grafik wurden neben den Temperatur- und Feuchtevariationen des B777-Flugzeugs (rot) auch die Ergebnisse von Kerosinverbrauchsvariationen dargestellt. Der Standardfall dazu ist braun gekennzeichnet, die jeweiligen Varianten durch blaue Plus-Zeichen markiert.

Mit Hilfe der drei Längenskalen ist es damit also möglich den relativen Eiskristallverlust abzuschätzen. Dabei können die Mikrophysik z_{MP} und der Feuchtepuffer $z_{RH_i}^*$ aus den gegebenen Flugzeugeigenschaften und den meteorologischen Bedingungen berechnet werden. Die maximale Absinktiefe z_{desc} muss nach wie vor aus Simulationen heraus abgeschätzt werden. Hier muss noch das Zusammenspiel der Meteorologie und der Flugzeugeigenschaften auf die Wirbeldynamik ausführlicher untersucht werden. Es gibt bereits auch dafür Ansätze zur Parametrisierung (Holzäpfel, 2006), doch im Fokus dieser Arbeiten stand vor allem das Schadenspotential der Wirbelschleppen für nachfolgende Flugzeuge. Während der vorliegenden Arbeit konnte nicht getestet werden, inwiefern diese Parametrisierungen auf das hier aufgeführte Verfahren zur Abschätzung des Eiskristallverlusts angewendet werden können.

4 Resümee

4.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde erstmals systematisch untersucht wie sich Kondensstreifen verschiedener Flugzeugtypen in der Wirbelphase entwickeln. Dazu wurden mit dem **EULAG-LCM**-Modell mehr als zwanzig Simulationen gerechnet und ausgewertet. Zu den offensichtlichen Ergebnissen zählt die starke Abhängigkeit der vertikalen Ausdehnung des Kondensstreifens von den Flugzeugparametern. Weiterhin zeigte sich der Einfluss des Flugzeugtyps beim relativen Eiskristallverlust in mittelmäßig übersättigten Regionen. Hier reagieren die Kondensstreifen großer Flugzeuge sensibler mit Eiskristallverlust auf geringere Übersättigungen als die der Kleineren, die wenig oder keinen Eiskristallverlust aufweisen.

Schließlich konnte ein Konzept zur Parametrisierung des relativen Eiskristallverlusts angepasst und um einen entscheidenden Parameter ergänzt werden. Drei Längenskalen z_{desc} , z_{MP} und $z_{RH_i^*}$ wurden eingeführt, um verschiedene Aspekte der Wirbeldynamik, der Mikrophysik und der Meteorologie zu beschreiben. Dabei konnten für zwei der drei Größen, $z_{RH_i^*}$ und z_{MP} , konkrete Formeln gefunden werden, die eine Berechnung aus den gegebenen Werten der Meteorologie und der Flugzeugeigenschaften ermöglichen. Die Untersuchung des Flugzeugeinflusses auf den Eiskristallverlust in dieser Arbeit war dabei notwendig um die Beschreibung des Mikrophysikparameters z_{MP} zu entwickeln. Im Zuge dieser Ausarbeitung konnte auch der Grund für die Unabhängigkeit des Eiskristallverlusts vom Initialisierungsbereich der Eiskristalle gezeigt und genutzt werden. Wie sich herausstellte, gleicht die Wirbeldynamik kurze Zeit nach Beginn der Simulation bereits Unterschiede in der Initialisierung aus.

Für die letzte Größe z_{desc} fehlt weiterhin eine zu diesem Zweck passende Parametrisierung, sodass dieser Wert auch zukünftig aus Simulationen herausgearbeitet werden muss. Die aus den genannten Längenskalen entstandene Parametrisierung passt sehr gut sowohl zu den Simulationsergebnissen dieser Arbeit als auch zu den vorangegangenen Sensitivitätsstudien mit der B777 von Unterstrasser (2013).

4.2 Wissenschaftlicher Ausblick

Die erarbeitete Parametrisierung des Eiskristallverlusts entstand durch Simulationen sechs verschiedener Flugzeugtypen bei gleichen Vorgaben von Temperatur, Schichtung, Turbulenz und Druck. Diese wurde dann gegen die Ergebnisse getestet, die ein bestimmter Flugzeugtyp unter variiertem Temperatur und Umgebungsfeuchte erzeugt.

Es liegt daher nahe, in kommenden Arbeiten die gefundene Parametrisierung durch weitere Simulationen zu validieren. Hierzu könnten für jeden Flugzeugtyp Sensitivitätsstudien bezüglich der genannten meteorologischen Parameter erstellt werden. Dies würde zudem zu einer genaueren Untersuchung der Einflüsse auf die maximale Vertikalausdehnung der Kondensstreifen z_{desc} verhelfen. Möglicherweise ergibt sich daraus sogar eine Parametrisierung dieser Größe.

Weiterhin könnten die Abläufe im mittleren Feuchtigkeitsbereich um $RH_i^* = 120\%$ kleinschrittiger untersucht werden, da sich hier ein sehr großer Einfluss des Flugzeugtyps zeigte. Auch wäre es interessant herauszufinden ob die beschriebene Parametrisierung die Ergebnisse dann hinreichend gut approximiert. Ausserdem kann dann die Abhängigkeit der Kristallverteilung der jeweiligen Flugzeuge von der Umgebungsfeuchte näher betrachtet werden.

Schließlich können mit den erzeugten Daten dieser Arbeit nun auch Dispersionsphasenrechnungen durchgeführt werden, um den Flugzeugeinfluss auf den späteren Kondensstreifenzirrus zu erforschen.

A Anhang

A.1 Meteorologische Grundlagen

A.1.1 Potentielle Temperatur

Die von Wilhelm von Bezold 1888 eingeführte „potentielle Temperatur“ θ dient dazu, die Temperatur von Gasen in unterschiedlichen Höhen, also mit verschiedenen Drücken, vergleichbar zu machen. Dazu werden vertikale Translationen in guter Näherung durch adiabatische Zustandsänderungen beschrieben. Integriert man die Adiabatengleichung

$$\frac{c_p}{R_L} \frac{dT}{T} = \frac{dp}{p}$$

von einem Referenzdruck p_0 bis zum Drucklevel p , das der gewünschten Höhe entspricht, so erhält man mit

$$\theta = T_0 = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_L}{c_p}},$$

die Temperatur des Luftpakets auf diesem Höhenniveau.

Da zusätzliche Energieänderungen durch Verdunsten oder Kondensieren nicht betrachtet werden, wird diese auch *trockenpotentielle* Temperatur genannt. In den Formeln steht c_p für die spezifische Wärmekapazität bei konstantem (Normal-) Druck und $R_L = 287 \frac{J}{kg K}$ ist die spezifische Gaskonstante für (trockene) Luft.

A.1.2 Schichtung

Unter der Schichtung der Erdatmosphäre versteht man deren thermodynamische Stabilität bezüglich des vertikalen Temperaturgradienten. Man unterscheidet den *statischen* Gradienten der Atmosphäre vom *dynamischen* Gradienten eines vertikal ausgelenkten Luftpakets. Im trockenadiabatischen Fall ändert sich dessen Temperatur mit circa 9,8 Kelvin pro Kilometer. Eine neutral geschichtete Atmosphäre folgt ebenfalls diesem Temperaturverlauf. Ein auf eine andere Höhe gebrachtes Luftpaket hat dieselbe Temperatur wie die es umgebende Luft. Folglich gibt es zwischen Paket und Umgebung keinen Dichteunterschied und somit keinen Auf- oder Abtrieb.

Die instabil geschichtete Atmosphäre kühlt sich mit zunehmender Höhe schneller ab als die Luft eines ausgelenkten Luftpakets. Mit wachsendem Höhenunterschied zur ursprünglichen Position nimmt die Differenz der Temperatur und damit auch der Dichte zwischen dem Luftpaket und seiner Umgebung weiter zu. Das nach einer Aufwärtsbewegung im Vergleich leichtere Luftpaket erfährt einen Auftrieb, der es weiter nach oben beschleunigt. Umgekehrt erwärmt sich die Umgebungsluft nach unten hin schneller. Das abwärts ausgelenkte Luftpaket bleibt also kälter, damit dichter und

schwerer, sodass es durch Abtrieb weiter nach unten beschleunigt.

Der häufigere Fall in der Atmosphäre und insbesondere in der oberen Troposphäre ist der einer stabilen Schichtung, bei der sich die Luft mit zunehmender Höhe langsamer abkühlt als die eines Luftpakets. Wird dieses nach oben bewegt kühlt es sich schneller ab und wird dadurch dichter und schwerer und erfährt daher nun durch Abtrieb eine rücktreibende Kraft. Auf dem Weg nach unten erwärmt es sich wieder bis zum Gleichgewicht auf Ausgangsniveau. Bei Absenken des Luftpakets erwärmt es sich schneller als die Umgebungsluft, sodass dann Auftrieb rücktreibend nach oben wirkt.

Wie bei einem Oszillator ist die rücktreibende Kraft des Luftpakets von dessen Auslenkung abhängig. Daher wird die Schichtung der Atmosphäre in einem stabilen Fall durch die *Brunt-Väisälä-Frequenz* eines (gedämpft) schwingenden Luftpakets beschrieben.

$$N \equiv \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}}$$

Hier zeigt z die vertikale Richtung an. θ ist die potentielle Temperatur (s. o.) und g die Erdbeschleunigung.

Literaturverzeichnis

- Appleman, H. The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. *Bull. Amer. Met. Soc.*, 34(1):14–20, 1953.
- Burkhardt, U. und Kärcher, B. Global radiative forcing from contrail cirrus. *Nature Climate Change*, 1(1):54–58, 2011.
- CIAP. *The Stratosphere perturbed by propulsion effluents, Monograph 3*. U.S. Dep. of Transport, Washington, D.C., 1975.
- Crow, S. Stability theory for a pair of trailing vortices. *AIAA Journal*, 8:2172–2179, 1970.
- Forster, P., Ramaswamy, V., Artaxo, P., et al. Changes in atmospheric constituents and in radiative forcing, Climate Change 2007 The Physical Science Basis, Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the IPCC. *Climate Change 2007 The Physical Science Basis, Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the IPCC* edited by: Solomon, S., Quin, D., Manning, M., et al., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, pages 129–234, 2007.
- Gerz, T., Dürbeck, T., und Konopka, P. Transport and effective diffusion of aircraft emissions. *J. Geophys. Res.*, 103(D20):25905–25913, 1998. URL <http://dx.doi.org/10.1029/98JD02282>.
- Gerz, T. und Ehret, T. Wingtip vortices and exhaust jets during the jet regime of aircraft wakes. *Aerospace Science and Technology*, 1(7):463–474, 1997.
- Gerz, T., Holzäpfel, F., und Darracq, D. Commercial aircraft wake vortices. *Progress in Aerospace Sciences*, 38(3):181–208, 2002.
- Hennemann, I. und Holzäpfel, F. Large-eddy simulation of aircraft wake vortex deformation and topology. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, 225(12):1336–1350, 2011.
- Holzäpfel, F. Probabilistic Two-Phase Aircraft Wake-Vortex Model: Further Development and Assessment. *Journal of Aircraft*, 43(3):700–708, 2006.
- Huebsch, W. und Lewellen, D. Sensitivity Study on Contrail Evolution. *36 th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, AIAA 2006-3749*, pages 1–14, 2006.

- Irvine, E. A., Hoskins, B. J., Shine, K. P., Lunnon, R. W., und Froemming, C. Characterizing north atlantic weather patterns for climate-optimal aircraft routing. *Meteorological Applications*, 2012.
- Jeßberger, P., Voigt, C., Schumann, U., Sölch, I., Schlager, H., Kaufmann, S., Petzold, A., Schäuble, D., und Gayet, J.-F. Aircraft type influence on contrail properties. *subm. to ACPD*, 2013.
- Kärcher, B., Peter, T., Biermann, U., und Schumann, U. The Initial Composition of Jet Condensation Trails. *J. Atmos. Sci.*, 53(21):3066–3083, 1996.
- Kärcher, B. und Yu, F. Role of aircraft soot emissions in contrail formation. *Geophys. Res. Lett.*, 36:L01804, 2009.
- Koop, T., Luo, B., Tsias, A., und Peter, T. Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions. *Nature*, 406(6796):611–4, 2000.
- Lewellen, D. und Lewellen, W. The effects of aircraft wake dynamics on contrail development. *J. Atmos. Sci.*, 58(4):390–406, 2001.
- Minnis, P., Young, D., Garber, D., Nguyen, L., Smith Jr, W., und Palikonda, R. Transformation of contrails into cirrus during SUCCESS. *Geophys. Res. Lett.*, 25(8): 1157–1160, 1998.
- Misaka, T., Holzäpfel, F., Hennemann, I., Gerz, T., Manhart, M., und Schwertfirm, F. Vortex bursting and tracer transport of a counter-rotating vortex pair. *Physics of Fluids*, 24(2):025104, 2012.
- Murphy, D. und Koop, T. Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 131:1539–1565, 2005.
- Paugam, R., Paoli, R., und Cariolle, D. Influence of vortex dynamics and atmospheric turbulence on the early evolution of a contrail. *Atmos. Chem. Phys.*, 10(8):3933–3952, 2010.
- Prusa, J., Smolarkiewicz, P., und Wyszogrodzki, A. EULAG, a computational model for multiscale flows. *Computers and Fluids*, 37(9):1193–1207, 2008.
- Schmidt, E. Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugmotoren. *Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung*, 44:1–15, 1941.
- Schumann, U. On conditions for contrail formation from aircraft exhausts. *Meteorologische Zeitschrift, NF*, 5:4–23, 1996.
- Smolarkiewicz, P. und Margolin, L. On Forward-in-Time Differencing for Fluids: an Eulerian/Semi-Lagrangian Non-Hydrostatic Model for Stratified Flows. In Lin, C., Laprise, R., und Ritchie, H., editors, *Numerical Methods in Atmospheric and Oceanic Modelling: The André J. Robert Memorial Volume*, volume 35, pages 127–152. Canadian Meteorological and Oceanographical Society, Ottawa, Canada, 1997.
- Smolarkiewicz, P. und Margolin, L. MPDATA: A Finite-Difference Solver for Geophysical Flows. *Journal of Computational Physics*, 140(2):459–480, 1998.

- Sölch, I. und Kärcher, B. A large-eddy model for cirrus clouds with explicit aerosol and ice microphysics and Lagrangian ice particle tracking. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 136:2074–2093, 2010.
- Unterstrasser, S. Large eddy simulation study of contrail microphysics and geometry during the vortex phase and consequences on contrail-to-cirrus transition. *in prep.*, 2013.
- Unterstrasser, S., Gierens, K., und Spichtinger, P. The evolution of contrail microphysics in the vortex phase. *Meteorol. Z.*, 17(2):145–156, 2008.
- Unterstrasser, S. und Sölch, I. Study of contrail microphysics in the vortex phase with a lagrangian particle tracking model. *Atmos. Chem. Phys.*, 10(20):10003–10015, 2010. URL <http://www.atmos-chem-phys.net/10/10003/2010/>.
- Unterstrasser, S., Sölch, I., und Gierens, K. Cloud resolving modeling of contrail evolution. In *Atmospheric Physics: Background - Methods - Trends Research Topics in Aerospace*, pages 543–560. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Professor Dr. Sausen und Herrn Dr. Simon Unterstraßer für die Möglichkeit bedanken, die vorliegende Diplomarbeit in der Abteilung 1 des Instituts für Physik der Atmosphäre anzufertigen. Bei Herrn Professor Dr. Axel Klar bedanke ich mich für die Betreuung seitens der Universität Kaiserslautern.

Der freundliche, familiäre Umgang, der in der DLR und insbesondere der Abteilung 1 zur Arbeitsatmosphäre gehört, war eine angenehme und bereichernde Erfahrung und hat sicherlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Besonders möchte ich mich bei den Kollegen im Büro bedanken: bei Henrike Wilms, für ihre Hilfe mit LaTeX, bei Melanie Bräu, die die ersten schriftlichen Entwürfe korrigierte und schließlich bei Bastian Kern für seine Hilfe in allen Computerangelegenheiten vom ersten Tag an.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Simon Unterstraßer für seine exzellente Betreuung meiner Arbeit. In seiner freundlichen, hilfsbereiten Art hat er viel Zeit und Mühe aufgebracht mir das Thema Meteorologie näherzubringen, dem ich eigentlich fachfremd gegenüberstand.

Schließlich gebührt meiner Familie mein herzlicher Dank. Für das Korrekturlesen bedanke ich mich bei meinem Bruder, der sich trotz eigener Arbeit die Zeit für mich genommen hat. Bei meinen Eltern bedanke ich mich vielfach für ihre Unterstützung während meines Studiums, und ganz besonders für ihren Beistand und Rückhalt während einer besonders schweren Zeit.

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Thema „Welchen Einfluss hat der Flugzeugtyp auf die Kondensstreifenentwicklung? Numerische Untersuchung mit EULAG“ selbstständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich und wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Oberpfaffenhofen, den 23. April 2013